

Felületek és vékonyrétegek vizsgálata polarizált fényel

szerkesztette: Dr. Fried Miklós

ISBN 978-963-449-088-3

1 Bevezetés az Spektroszkópiai Ellipszometriába

A mikroelektronikában és a vékonyréteg-napelemgyártásban a fejlesztés és gyártás folyamán szükség van bizonyos mérési módszerekre, amelyek az ellenőrzési és visszazabályozási feladatok megoldásában segítenek. Különösen fontosak az érintésmentes, roncsolásmentes, hosszadalmas minta-előkészítést nem igénylő, gyors és viszonylag olcsó módszerek. Az optikai mérési technikákra jellemzően az ellipszometria is roncsolásmentes vizsgálatot tesz lehetővé. Előnye más optikai mérési módszerekkel szemben, hogy itt a komplex reflexiók együtthatót mérjük, ami azt jelenti, hogy az intenzitáskülönbségek mellett fázis információt is rögzítünk. A módszer abszolút steril és szemben szinte minden, az integrált áramköri követelményeket kielégítő mérési, minősítési eljárással, nem roncsolja a mintát, így alkalmas akár a gyártás közbeni ellenőrzésre is.

Történetileg az ellipszometria a kettős törés felfedezésétől és leírásától (Bartholinus, 1669, izlandi mézspát) ill. a polarizáció jelenségének felismerésétől (Malus, 1808, Louvre ablakai) és megmagyarázásától (többek közt Brewster, 1815, és Fresnel, 1818, a Fresnel formulák) eredeztethető. A modern ellipszometria atyjának Drude-t tekintjük, aki először írta le 1889-ben az alapegyenletet, és aki először épített mai fogalmaink szerint ellipszometert fémtükrök törésmutatójának meghatározására. A XX. század elején (1908, Malus centenárium) Maclaurin cikkeit adták ki egy könyvben ("The theory of light") amely a fény visszaverődésével foglalkozik.

Az „ellipszometria” név abból ered, hogy a lineárisan poláros fény visszaverődés után elliptikusan poláros lesz a p és s polarizációjú fény különböző visszaverődési együtthatói miatt. Az ellipszometria az a mérési módszer, amellyel a mintára beeső monokromatikus fény visszaverődés utáni polarizációs állapotváltozását mérhetjük ki. Lényegében polarizációs interferenciamérést végzünk, vagyis két különböző módon polarizált fény önmagával való interferenciáját hasonlítjuk össze. Ez a két különböző polarizációjú fény matematikailag a beeső, (általában) elliptikusan poláros fény bármely két ortogonálisan poláros komponense lehet. A módszer fő előnye az, hogy az optikai komplex mennyiségek reális és képzetes részét egyszerre, direkt módon, egy mérésből kapjuk meg még egyhullámhosszas mérések esetén is, ellentétben más optikai módszerekkel, pl. reflexiómérés, vagy interferenciamérés.

Az optikai mérések rendkívül pontosak. A hagyományos interferometria a két fényút (az adott réteg alsó és felső határáról visszaverődő részhullám) különbségét méri úgy, hogy a két hullám fáziskülönbsége hányszorosa 2π értékének. 2π -nél kisebb fáziskülönbség kimutatása már nehéz feladat, mert $\lambda/16$ pontosságnál a

szinuszfüggvény lapos szakaszán vagyunk és az intenzitáskülönbségek egyre nehezebben kimutathatóak. Az ellipszometria csak 2π -nél kisebb fázisváltozást tud kimutatni, de még egyszerű filmpolarizátorok esetében is a mért legkisebb változás $2\pi/1000$. Nagyon kis változások (0.001 a törésmutatóban) vagy nagyon vékony (1 nm-es) rétegek (vagy az atomi, ill. molekuláris réteg fedettségi százaléka) is mérhetőek, ha a beeső fény ellipticitásának paraméterei optimalizálva vannak a feladathoz.

Az ellipszometriás mérési eredmények kiértékelése nem triviális feladat. A mérési eredmények nem állnak egyértelmű kapcsolatban a vizsgált minta fizikai tulajdonságaival (rétegvastagságok, törésmutatók, kémiai összetétel, stb.) ezért mindig (lehetőleg minél kevésbé idealizált) optikai modellből számolt mennyiségekkel hasonlítjuk össze a mért eredményeket. Sokszor ezeknek az optikai modelleknek a megkonstruálása és ellenőrzése a kulcsfeladat. Mivel igen bonyolult (komplex mennyiségeket tartalmazó) egyenletekkel, függvényekkel kell dolgozni, ezért kapnak hangsúlyos szerepet a számítógépes kiértékelési módszerek és éppen ezért az igazi fejlődés 1960 után kezdődött, amikor kezdtek elterjedni a számítógépek.

Korábban az ellipszometriát „inproduktívnak” tekintették. A mikro ill. a személyi számítógépek elterjedése és gyors fejlődése indította el az SE-t az automatizálás felé, mind a mérést, mind az adatfeldolgozást felgyorsítva. Ez elindította a kommercializálódás felé (1990 után) és széleskörű ipari elterjedést okozott a félvezető ipartól kezdve a szerves anyagok gyártásáig. Manapság az alkalmazások kiterjednek a rétegnövekedés valós idejű kontrolljáig és az optikai anizotrópia vizsgálatáig. Noha ma már szinte mindenhol (egyetemektől gyárákig) megtalálható az SE, gyakran tekintik „nehéz” módszernek, mert a komplex mennyiségek nehezé teszik a módszer közvetlen megértését. Emellett, a $(\psi; \Delta)$, amit a közvetlen mérési eredményként kapunk nem egyértelmű, ezért az adat kiértékelés különlegesnek számít.

1.1 Spektroszkópiai Ellipszometria jellemzői

Spektroszkópiai Ellipszometria jellemzői:

- Mérési próba: Foton (fény)
- Mért érték: $(\psi; \Delta)$
- Amplitúdó arány ψ és fázis-különbség Δ a p- és s-polarizált fénycsillámok között
- Mérési tartomány: Főleg az infravörös–látható/ultraviola tartomány
- Alkalmazási területek:

- *Félvezetők*: Hordozók, vékonyrétegek, kapu-elektroda-dielektrikum, litográfiai filmek
- *Kémia*: Polimer filmek, önszerveződő monorétegek, proteinek, DNS
- *Kijelzők*: TFT filmek, átlátszó-vezető oxidok (transparent conductive oxides, TCO), organikus LED-ek
- *Optikai bevonatok*: Magas és alacsony törésmutatójú dielektrikumok, antireflexiós rétegek
- *Adattárolás*: Fázis-váltó mediumok CD-khez és DVD-khez, magneto-optikai rétegek
- *Valós-idejű (real-time) monitorozás*: Kémiai gőzfázisú leválasztás (Chemical vapor deposition, CVD), Molekuláris nyalábú epitaxia (molecular beam epitaxy, MBE), marás, oxidáció, hőkezelés, folyadékfázisú folyamatok, etc.
- **Általános korlátok:**
 - a felületi durvaság a fényhullámhossz 1/3-ánál kisebb kell legyen
 - Mérést nem-merőleges beesési szögnél kell végrehajtani

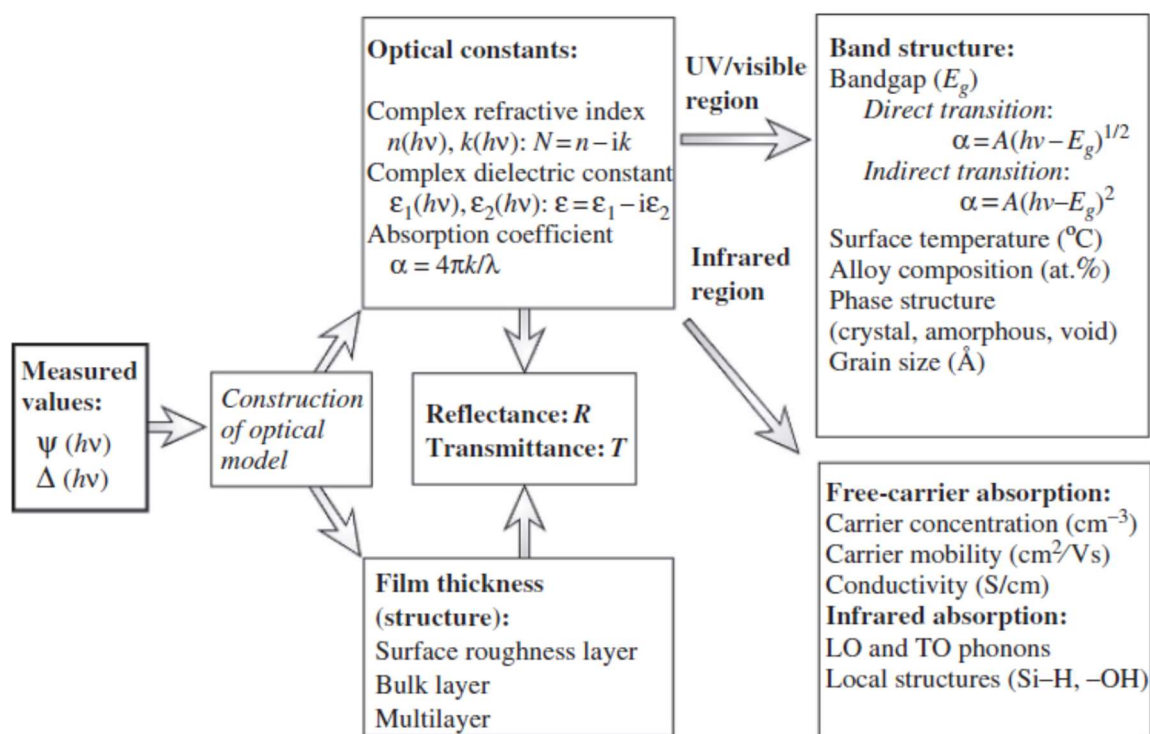
Az SE méréseket leggyakrabban az UV-vis-IR (250-1000 nm) tartományban végzik, a legtöbb vizsgálandó anyagnak (szervetlen vagy szerves félvezetők) itt vannak a legjellemzőbb dielektromos „érdekességei”, általában a rövid hullámhosszak felé van nagy elnyelés (a tiltott sávtól kezdődően) és így nagy a vastagság-érzékenység, a hosszabb hullámhosszak felé viszont egyre jobban átlátszóak, így a vastagabb rétegek is jól vizsgálhatóak. Ugyanakkor a vizsgálandó felület durvasága minél kisebb kell legyen, hogy ne nőjön meg a depolarizáció tolerálhatatlan mértékben.

Másik kívánalom a nem-merőleges (jellemzően a hordozó Brewster-szöge közelében) beesési szög, különben a p és s polarizációjú fény különböző visszaverődési együtthatói nem lesznek különbözőek. Előnyös a hordozó Brewster-szöge közelében mérni (félvezetők esetében az 70 fok felett van) hogy a p és s polarizációjú fény különböző visszaverődési együtthatói minél különbözőbbek legyenek.

1.2 Spektroszkópiai Ellipszometria alkalmazásai

Alapvetően az SE-t az optikai állandók és a filmvastagság meghatározására használták. Mindazonáltal, manapság már az alkalmazások (a real-time metódus terjedése miatt is) kiterjedtek az atomi skálájú történések megértéséig is. Az 1.1. ábra

(Fujiwara könyv) mutatja, hogy mennyiféle fizikai paramétert lehet meghatározni csupán SE mérésekből: a direktben meghatározott komplex dielektromos függvényből meghatározható a sáv szerkezet, annak változásaiból akár a felületi hőmérséklet, az ötvözetek összetétele, fázisa (kristályos-amorf arány), esetleges üreg-tartalom, mikro-nano-kristályok esetén a kristályok átlagos mérete. Az infra tartományú méréssel a szabad töltéshordozók sűrűsége, a mozgékonyaságuk, a vezető képesség, ill. bizonyos esetekben kémiai kötések (Si-H, -OH, stb.) Ezek a vizsgálatok ex-situ (vagyis a processz utáni összetett, multiréteges minták esetén) és in-situ (1.2. ábra) mérések esetén is végrehajthatóak.



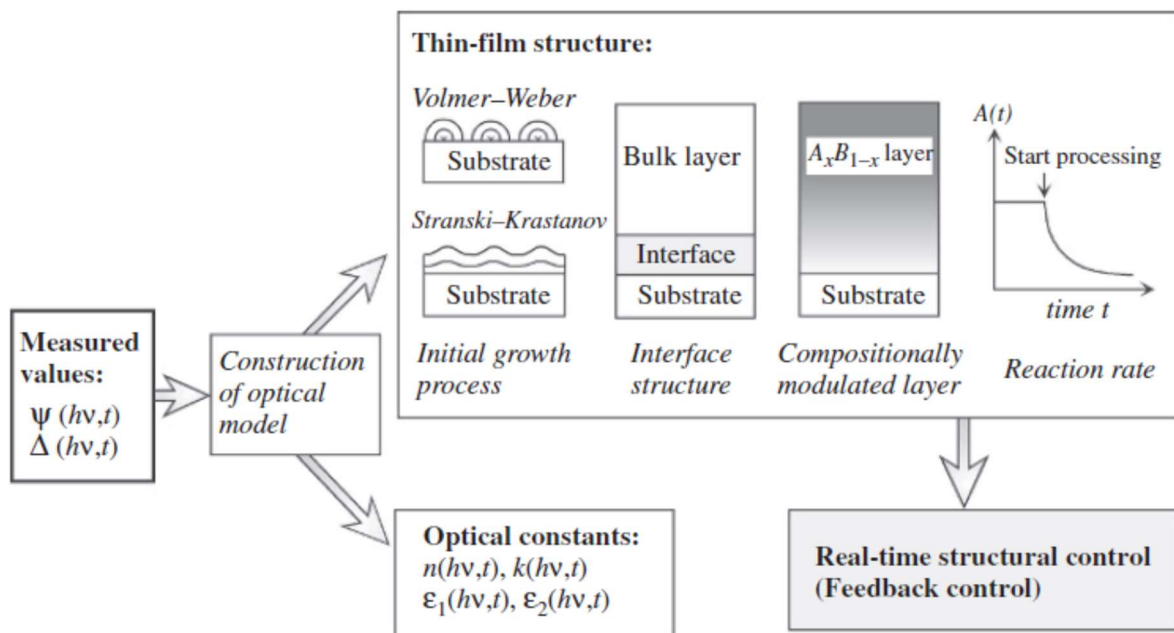
1.1. ábra Az SE-vel meghatározható fizikai tulajdonságok

Ahogy az 1.1. ábrán is látható az SE (ψ ; Δ) spektrumokat mér a foton energia vagy a hullámhossz függvényében. Általánosságban a direkt interpretáció nem lehetséges, így optikai modellezésre van szükség. A fizikai paraméterek határozzák meg a komplex törésmutatót $N(=n-ik$, ahol $i=\sqrt{-1}$)

A komplex dielektromos állandó és az elnyelési állandó egyszerűen megkapható az $\epsilon = N^2$ és az $\alpha = 4\pi k/\lambda$ kifejezésekből. Mi több, az optikai állandókból és a film vastagságokból a reflexió R és a transzmisszió T közvetlenül kiszámolható bármilyen beesési szög esetére.

Az UV-vis tartományú mérésekből a sáv-szerkezet és annak változása vizsgálható. Különösen a tiltott sáv szélesség (bandgap, E_g) határozható meg. Mivel a sáv szerkezet általában megváltozik a felületi hőmérséklettel, az ötvözetek összetételével, fázisváltással (kristályos-amorf átmenet), mikro-nano-kristályok esetén a kristályok átlagos méretével, így ezek mind meghatározhatók az optikai állandók spektrális analízisével. Az IR tartományban a szabad töltéshordozók indukálnak elnyelést. Ha a szabad töltéshordozó koncentráció elég magas ($>10^{18} \text{ cm}^{-3}$), olyan elektromos tulajdonságok, mint a szabad töltéshordozók sűrűsége, a mozgékonyaságuk, a vezető képességük is meghatározható. Az IR tartományban a rács-vibrációk (fononok) okoznak változást és ezekből akár kémiai kötések (Si-H, -OH, stb.) is meghatározhatók.

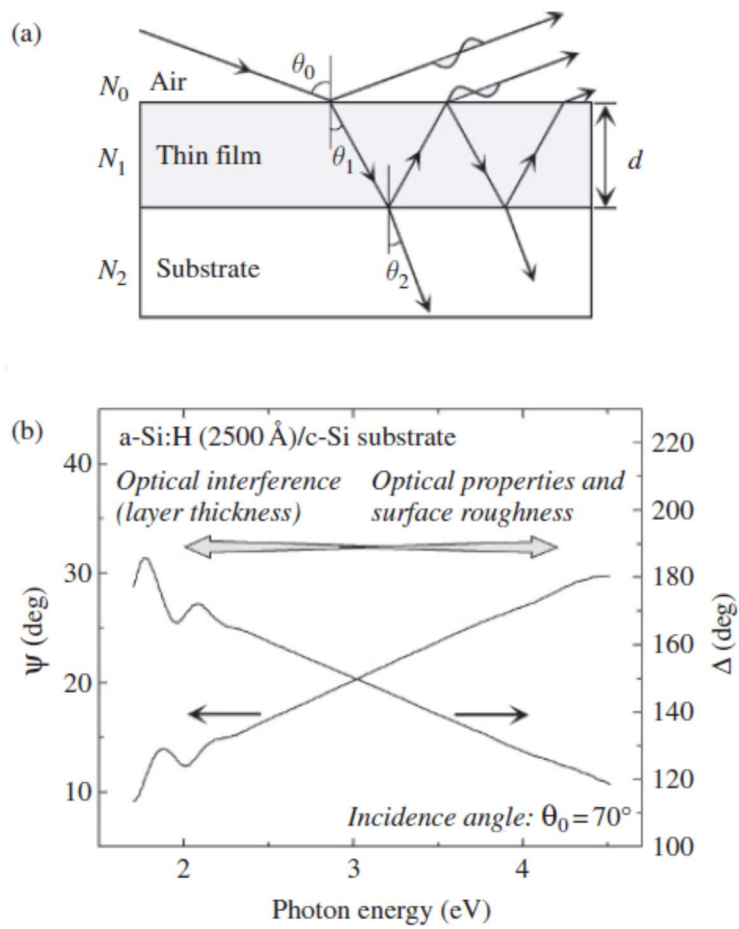
A real-time SE esetén a spektrumok folyamatosan mérődnek a processzus során. Ez a technika egy sor további fizikai tulajdonság vizsgálatát teszi lehetővé, ahogy az a 1.2. ábrán is látható. Real-time monitorozásból, pl. kezdeti növekedési processzusok vagy köztesrétegek vizsgálhatóak részletesen. Egy összetétel modulált növekedés során az összetétel folytonosan változik és ez rétegenként kontrollálható. Manapság már a mérés és az adatfeldolgozás gyorsasága miatt közvetlen visszacsatolásos kontroll is megvalósítható.



1.2. ábra Valós-idejű (real-time) SE méréssel meghatározható fizikai tulajdonságok

1.3 Adat feldolgozás

A 1.3. ábra mutat egy (a) egyszerű optikai modellt levegő/vékony film/hordozó struktúrával és (b) $(\psi; \Delta)$ spektrumokat egy 250 nm vastag hidrogénezett amorf szilícium (a-Si:H) vékonyréteg filmről c-Si hordozón. Ahogy korábban írtuk, egy optikai modellt a komplex törésmutatók és a rétegvastagságok alkotnak. Az 1.3(a) ábrán az N_0 , N_1 and N_2 a levegő, a vékonyréteg és a hordozó komplex törésmutatóit jelöli. A transzmissziós szögek (θ_1 and θ_2) a θ_0 beesési szögből számolhatóak, alkalmazva Snellius-törvényét. Ahogy az az 1.3. ábrán látható, a film belsejében interferálnak a többszörösen visszaverődött alhullámok. A totálisan eredményezett reflexió is kiszámolható (lásd később).



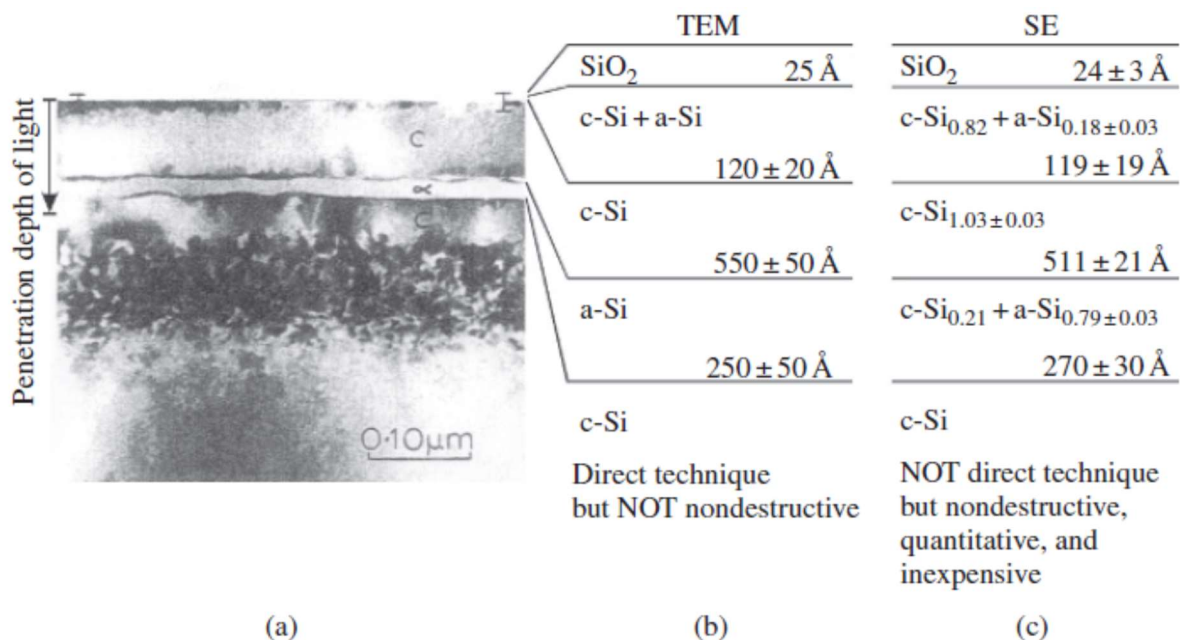
1.3. ábra (a) Egyszerű optikai modell levegő/vékony film/hordozó struktúrával és (b) $(\psi; \Delta)$ spektrumok egy 250 nm vastag a-Si:H vékonyréteg filmről c-Si hordozón.

Ellipszometriában a két ellipszometriás paraméter (ψ ; Δ) a következő egyenlettel van definiálva: $\rho \equiv \tan \psi \exp(i\Delta)$. A fenti optikai modellben ρ a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$\tan \psi \exp(i\Delta) = \rho(N_0, N_1, N_2, d, \theta_0)$$

Jegyezzük meg, hogy a fenti egyenletben csak a számolásban használt változók vannak feltüntetve.

A levegő komplex törésmutatója $N_0 = 1$, N_2 és θ_0 általában előre tudható. Az 1.3. ábrán látható (ψ ; Δ) spektrumokban optikai interferencia effektus látható abban a foton-energia tartományban, ahol a fényelnyelés relatíve kicsi ($< 2.5\text{eV}$). Ebből az interferencia mintából megbecsülhető a vékonyfilm d vastagsága. Ha d -t meghatároztuk, az egyetlen ismeretlen $N_1 = n_1 - ik_1$. Ilyen feltételek mellett az $(n_1; k_1)$ értékek direkt módon számolhatóak a (ψ ; Δ) értékpárokból minden hullámhosszra. Az SE-vel az optikai állandók és a vastagság így határozhatóak meg. Ugyanakkor, a nagy foton-energiájú tartományban a fény-elnyelés általában megnő, csökken a fény behatolási mélysége. Ilyenkor az interferencia elhanyagolható. Ennek a foton-energia tartománynak az analiziséből a sáv szerkezet és a felületi durvaság hatása vizsgálható. Az SE-vel, a széles tartományban mért (ψ ; Δ) spektrummal változatos fizikai tulajdonságok meghatározása válik lehetővé.



1.4. ábra (a) Transzmissziós (keresztmetszeti, cross-sectional) elektron-mikroszkópos TEM (XTEM) kép Si ionokkal implantált Si(100) szeletről, (b) a szerkezet, amelyet az XTEM-ből kapunk, és (c) a szerkezet, amelyet a spektroszkópiai ellipszometriából (SE) kapunk.

(forrás: *Thin Solid Films*, 313–314, K. Vedam, *Spectroscopic ellipsometry: a historical overview*, 1–9.)

Az 1.4. ábra egy példát mutat egy multi-réteges szerkezet analízisére: ezen az ábrán, (a) egy Si ionokkal bombázott Si-minta transzmissziós elektron-mikroszkópos (transmission electron microscope, TEM) képe látható, (b) a struktúra a TEM-ből, és (c) a struktúra az SE-ből. A Si ion implantáció egy részleges (c-Si-ből to a-Si-be) fázisváltozást okozott a felső rétegben. Ahogy az látható az 1.4. ábrán a TEM és az SE eredmények kiváló egyezést mutatnak. Mindazonáltal az SE többet is megmond, nevezetesen a c-Si és az a-Si komponensek arányát.

Persze a TEM eredmények nagyon megbízhatóak, hiszen a TEM az egy direkt mérési technika. Ugyanakkor a TEM egy nehézkes minta preparációt igényel, limitálva a megmérhető minták számát és terjedelmét, ráadásul destruktív módszer. Ezzel szemben, bár az SE egy indirekt mérési technika, nagyon kvantitatív eredményeket ad.

További előnye, hogy az SE gyors és könnyű módszer, nagyon hatékonyan lehet vele sok mintát (vagy egy mintát sok helyen) vizsgálni.

Advantages:	High precision (thickness sensitivity: $\sim 0.1 \text{ \AA}$) Nondestructive measurement Fast measurement Wide application area Various characterizations including optical constants and film thicknesses are possible Real-time monitoring (feedback control) is possible
Disadvantages:	Necessity of an optical model in data analysis (indirect characterization) Data analysis tends to be complicated Low spatial resolution (spot size: several mm) Difficulty in the characterization of low absorption coefficients ($\alpha < 100 \text{ cm}^{-1}$)

1.2 Táblázat: A spektroszkópiai ellipszometria (SE) előnyei és hátrányai

1.4 Fejlődéstörténet

Év	Technika	Vizsgált paraméter	Adatok száma	Mérés ideje [s]	Pontosság [deg]	Ref.
1887	E	ψ, Δ	2	Elmélet és első kísérlet		[2]
1945	E	ψ, Δ	2	3600	$\Delta=0,02$ $\psi=0,01$	[3]
1971	E	ψ, Δ, R	3	3600	$\Delta=0,02$	[4]

					$\psi=0,01$	
1975	SE	$(\psi, \Delta)\lambda$	200	3600	$\Delta=0,001$ $\psi=0,0005$	[5]
1984	RTSE	$\{(\psi, \Delta)\lambda\}t$	80000	3-600	$\Delta=0,02$ $\psi=0,01$	[6]
1990	RTSE (PDA)	$\{(\psi, \Delta)\lambda\}t$	$2*10^5$	0,8-600	$\Delta=0,02$ $\psi=0,01$	[7]
1994	RTSE (PDA)	$\{(\psi, \Delta, R)\lambda\}t$	$3*10^5$	0,8-600	$\Delta=0,007$ $\psi=0,003$	[8]

1.3. Táblázat: Az ellipszometria fejlődéstörténete. Jelölések: ellipsometry (E), spectroscopic ellipsometry (SE), real-time spectroscopic ellipsometry ($RTSE$), reflectance (R), wavelength (λ), time (t), photodiode array (PDA). [9]

Az 1.3. táblázat összegzi az ellipszometria mérési módszerének fejlődését. Paul Drude volt az első, aki mai fogalmaink szerint ellipszométert épített 1887-ben. Szintén Ő írta fel először az ellipszometria alapegyenletét, amelyet ma is így használunk. Drude még jól ismert a Drude modellről, amely a fémek optikai tulajdonságait írja le.

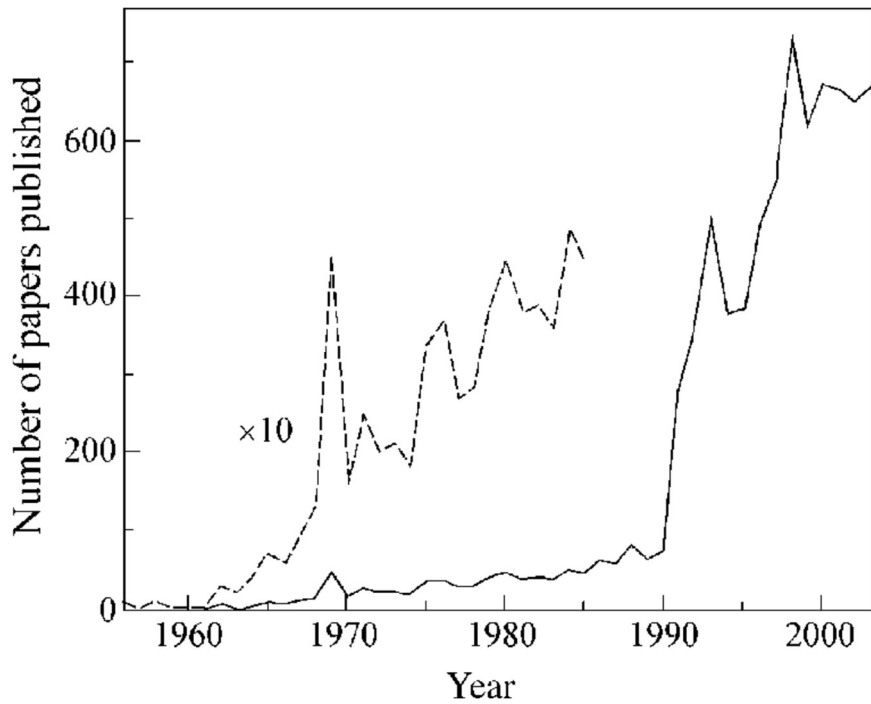
A korai 1970-es évekig a legtöbb ellipszométer manuális és a mérés időigényes volt. 1975-ben épített Aspnes automatizált SE-t. Ez a berendezés nemcsak a mérési időt rövidítette le, de a pontosságot is megnövelte.

A real-time SE (photo-diode array-ek használatával) meg nagyságrendekkel növelte meg a mért adatmennyiséget. Ezzel a rétegnövekedés kezdeti szakaszát lehetett atomi pontossággal vizsgálni.

1.5 Jövőbeli fejlődés kilátásai

Máig az SE folytonosan fejlődött és négy fő típus különböztethető meg: sima SE, folyamatkövető SE, Müller-mátrixos SE, képalkotó SE

Jelenleg már optikailag anizotrop anyagokat vizsgálnak Mueller mátrixos ellipszometriával. A hagyományosabb izotrop mintákhoz a szokásos SE berendezések is megfelelőek. Ma már főleg anyagokat vizsgálnak, nem ellipszométert fejlesztenek a laborokban.



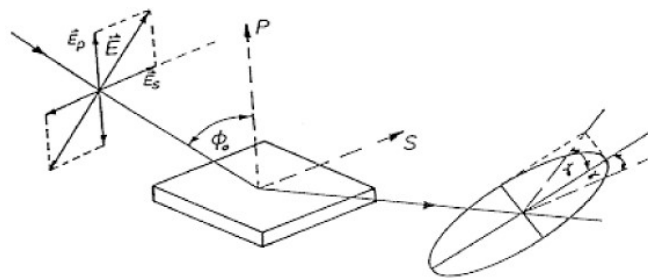
1.5. Ábra: A publikációk évenkénti száma, címükben az 'ellipsometry' szóval [10]

Az 1.6-os ábra mutatja az évenkénti publikációk számát, amelyek tartalmazzák a címükben az ellipszometria szót. A 2 nagy csúcs 2 konferenciával függ össze. Az 1990-es évek elejétől kezdve nőtt meg a kereskedelemben kapható SE berendezések száma és ekkortól főleg a félvezetők vizsgálatára kezdték alkalmazni őket. Ma már a félvezetők mellett sok más célra, pl. biológiai anyagokra is alkalmazzák az SE-t. Mindazonáltal, sok újonnan vizsgálni kezdett összetett (ötvezött, vagy sokfázisú) anyagra nincs megfelelő optikai adatbázis, ezért ezek feltérképezése felé fordult sok alkalmazás.

2 Optika alapjai

2.1 Bevezetés

Ha polarizált fény visszaverődik két optikailag különböző réteg határán, akkor a visszavert fény lineárisan vagy elliptikusan poláros lesz, a közegek optikai tulajdonságaitól függően (2.1 ábra).



2.1 ábra. Polarizált fény reflexiója. [11]

A polarizációs állapot leírható, ha az elektromos térerősséget két, egymásra merőleges komplex komponensre bontjuk oly módon, hogy az egyik komponens párhuzamos a beesési síkkal (\overline{E}_p), a másik merőleges a beesési síkra (\overline{E}_s) (a felülvonás a továbbiakban komplex mennyiségeket jelöl)

$$\overline{E} = \overline{E}_0 e^{i(\omega t + \delta)} e^{-i\omega \frac{\overline{n}}{c} r} \quad (2.1)$$

ahol ω a körfrekvencia, δ a fázisszög, $\overline{n} = n - ik$ a komplex törésmutató és c a vákuumbeli fénysebesség. A polarizációs állapot $\overline{\chi}$ kifejezhető a két komponens arányaként

$$\overline{\chi} = \frac{\overline{E}_p}{\overline{E}_s} \quad (2.2)$$

Az ellipszometriás mérés során megkapjuk a visszaverődés utáni $\overline{\chi}_r$ és előtti $\overline{\chi}_i$ polarizációs együtthatók arányát

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\chi}_r}{\bar{\chi}_i} \quad (2.3)$$

Drude a 19. században bevezette a következő terminológiát

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{\chi}_r}{\bar{\chi}_i} = \frac{|\bar{\chi}_r|}{|\bar{\chi}_i|} e^{i(\delta_r - \delta_i)} = \tan(\psi) e^{i\Delta} \quad (2.4)$$

A polarizációs együtthatók aránya egyenlő a Fresnel-féle reflexiós együtthatók arányával

$$\frac{\bar{\chi}_r}{\bar{\chi}_i} = \frac{\frac{\bar{E}_{r,p}}{\bar{E}_{r,s}}}{\frac{\bar{E}_{i,p}}{\bar{E}_{i,s}}} = \frac{\bar{E}_{r,p}}{\bar{E}_{i,p}} = \frac{\bar{r}_p}{\bar{r}_s} = \bar{\rho} \quad (2.5)$$

ahol $\bar{\rho}$ a komplex reflexiós arány. $\tan(\psi)$ és Δ a következőképpen írható fel

$$\tan(\psi) = \frac{|\bar{\chi}_r|}{|\bar{\chi}_i|} = \frac{|\bar{r}_p|}{|\bar{r}_s|} \quad (2.6)$$

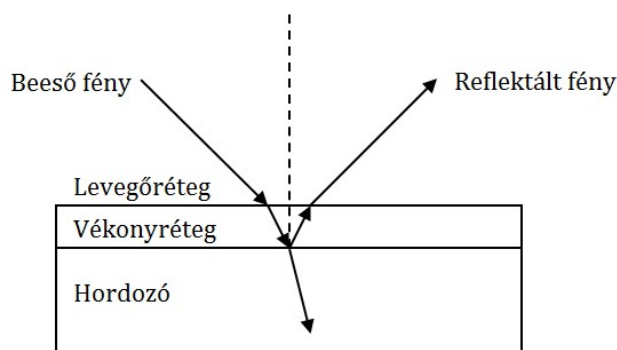
és

$$\Delta = \delta_r - \delta_i = (\delta_{r,p} - \delta_{r,s}) - (\delta_{i,p} - \delta_{i,s}) = (\delta_{r,p} - \delta_{i,p}) - (\delta_{r,s} - \delta_{i,s}) = \Delta_p - \Delta_s \quad (2.7)$$

δ a komponensek fázisát jelöli (i: beeső, r: visszavert, p: párhuzamos, s: merőleges). $\tan(\psi)$ a visszavert és a beeső polarizációs komponensek abszolút értékének az aránya. Ezzel ekvivalens, ha a Fresnel-együtthatók abszolút értékének hányadosaként definiáljuk. A ψ és Δ szögek az úgynevezett ellipszometriai szögek.

2.2 Optikai modell

Az ellipszometriás mérések kiértékelésének egyik legfontosabb lépése az optikai modell megalkotása. Legegyszerűbb esetben ez egy úgynevezett háromfázisú modell mely áll a hordozóból, homogén vékonyrétegből és a minta fölötti levegőrétegből (2.2 ábra)



2.2 ábra; Egy egyszerű optikai modell.

A hordozó végtelen vastagnak tekinthető, ugyanis a hordozókra jellemző anyagi minőség miatt nincs visszaverődés az alsó felületről, vagy a geometria miatt nem „látja” a műszer az innen visszaverődött fényt. Általános esetben több, homogén film, vékonyréteg épül egymásra, melyek szintén egy hordozó felületén ülnek. Ilyen esetben az egyenletek nem invertálhatóak, de a spektrumokat a rétegszerkezet ismerete alapján ki lehet számolni. Már egyetlen filmréteg esetében is több ismeretlenünk van $\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{n}_0, \bar{n}_1, \bar{n}_2, \Phi_0, d, \lambda)$, ahol rendre $\bar{n}_0, \bar{n}_1, \bar{n}_2$ a levegő, vékonyréteg, hordozó komplex törésmutatója, Φ_0 , d és λ pedig a beesési szög, a vastagság illetve a hullámhossz. Ebben az egyszerű esetben még meghatározható két paraméter (általában a réteg törésmutatója és vastagsága), ha a többi ismert. A helyzet tovább bonyolódik több ismeretlen réteg esetén. Minden réteg 3 újabb független paramétert hoz be (vastagság és komplex törésmutató) az összefüggésbe, a mért paraméterek száma (egy hullámhossz esetén) pedig csak kettő. Egy hullámhossz esetében olyan modellt kell alkalmazni, melyben csak kettő paraméter ismeretlen. Információ tartalom növelésére az egyik alkalmazott módszer az, ha több hullámhosszon mérjük a mintát, azaz spektroszkópiai ellipszometriát (SE) alkalmazunk. Fontos megjegyezni, hogy az anyagok dielektromos függvénye és így a törésmutatója is erősen függ a hullámhossztól. Ismeretlen anyagok esetében érdemes kombinálni a spektroszkópiai ellipszometriát a többszögű módszerrel, mikor is több beesési szög mellett méri meg a mintát.

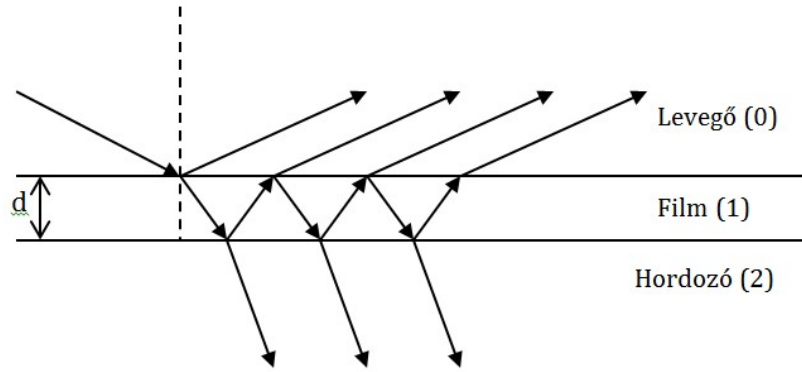
A fény-anyag kölcsönhatást a Maxwell-egyenletek írják le. Ezekre az egyenletekre alapozva a Fresnel-koefficiensek kifejezhetőek (sík felületek és izotróp média esetében) a törésmutatókkal és a törési szögekkel.

$$\frac{\bar{E}_{r,p}}{\bar{E}_{i,p}} = \bar{r}_p = \frac{\bar{n}_1 \cos \Phi_0 - \bar{n}_0 \cos \Phi_1}{\bar{n}_1 \cos \Phi_0 + \bar{n}_0 \cos \Phi_1} \quad (2.8)$$

$$\frac{\bar{E}_{r,s}}{\bar{E}_{i,s}} = \bar{r}_s = \frac{\bar{n}_0 \cos \Phi_0 - \bar{n}_1 \cos \Phi_1}{\bar{n}_0 \cos \Phi_0 + \bar{n}_1 \cos \Phi_1} \quad (2.9)$$

ahol \bar{n}_0 a 0. közeg törésmutatója, \bar{n}_1 az 1. közeg törésmutatója, Φ_0 a beesési, Φ_1 pedig a törési szög, mely a Snellius-Descartes törvényből számolható

$$\bar{n}_0 \sin \Phi_0 = \bar{n}_1 \sin \Phi_1 \quad (2.10)$$



2.3 ábra; Többszörös reflexió egy háromfázisú rendszerben.

Ezek után $\bar{\rho}$ kifejezhető a törésmutatókkal és a beesési szöggel

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{r}_p}{\bar{r}_s} = \bar{\rho}(\bar{n}_0, \bar{n}_1, \Phi_0) \quad (2.11)$$

\bar{n}_1 számolható, mert Φ_0, \bar{n}_0 ismertek. A teljes visszavert amplitúdó a végtelen számú rész hullámok sorának összegeként adódik, amint az a 2.3 ábrán is látszik. Hasonló módon abszolút visszaverődési együttható (R) is felírható végtelen sor összegeként

$$\bar{R}^j = \frac{\bar{r}_{01}^j + \bar{r}_{12}^j e^{-i\beta}}{1 + \bar{r}_{01}^j \bar{r}_{12}^j e^{-i\beta}}, j=p,s \quad (2.12)$$

ahol \bar{r}_{01} és \bar{r}_{12} a reflexiós együtthatók a 0|1 illetve az 1|2 felülethatárokon. A vákuumbeli hullámhosszal (λ), a filmvastagsággal (d_1), a film komplex törésmutatójával (\bar{n}_1), és a törés szögével (Φ_1) a fázisszög (β) megadható

$$\beta = 2\pi \left(\frac{d_1}{\lambda} \right) \bar{n}_1 \cos \Phi_1 \quad (2.13)$$

vagy a Snellius-Descartes törvénnyel

$$\beta = 2\pi \left(\frac{d_1}{\lambda} \right) \bar{n}_1 \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_0^2 \sin^2 \Phi_0} \quad (2.14)$$

Ha több vékonyréteg van egymáson, sokkal elegánsabb, ha mátrixokkal írjuk le [Azz87] a többszörös belső visszaverődést. Tekintsünk egy réteges struktúrát, ami 1,2,3, ...,j,...m rétegből áll egy kvázi végtelen gáz közegben és egy optikailag szintén végtelen vastagnak tekinthető hordozón. Legyen az összes közeg izotróp, lineáris és homogén, valamint legyen a komplex törésmutató a j-edik rétegben \bar{n}_j illetve a vastagság d_j . A közeg illetve a hordozó komplex törésmutatóját jelölje \bar{n}_0 és \bar{n}_{m+1} . Egy beeső, monokromatikus síkhullám az első réteg felületéről részben visszaverődik, részben pedig átlépi azt, majd abban tovább terjedve eléri a következő réteg felületét, ahol hasonló jelenség játszódik le. A teljes mező a j-edik rétegben magába foglalja az oda-vissza „utazó” síkhullámokat, melyeket a továbbiakban „+” és „-” jelekkel jelölöm.

Az oda-vissza utazó síkhullámok komplex amplitúdója egy tetszőleges z síkban legyen $\bar{E}^+(z)$ és \bar{E}^- . A teljes mező a z síkban kifejezhető egy 2x1-es oszlopvektorral

$$\bar{E}(z) = \begin{bmatrix} \bar{E}^+ \\ \bar{E}^- \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Ha a mező két különböző, a réteghatárokkal párhuzamos síkban, z' -ben és z'' -ben van, akkor a rendszer linearitása folytán $\bar{E}(z'')$ és $\bar{E}(z')$ összekapcsolhatóak egy 2x2-es mátrix transzformációval

$$\begin{bmatrix} \bar{E}^+ \\ \bar{E}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{W}_{11} & \bar{W}_{12} \\ \bar{W}_{21} & \bar{W}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{E}^+(z') \\ \bar{E}^-(z') \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

vagy egyszerűbben

$$\bar{E}(z') = \bar{W} \bar{E}(z') \quad (2.17)$$

ahol a szórási mátrix

$$\bar{W} = \begin{bmatrix} \bar{W}_{11} & \bar{W}_{12} \\ \bar{W}_{21} & \bar{W}_{22} \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Feküdjön z' és z'' a $(j-1)|j$ határ ellentétes oldalán. Ha z_j a $(j-1)$ és j réteghatáron van a 2.17 egyenlet a következő alakot ölti.

$$\bar{E}(z-0) = \bar{I}_{(j-1)j} \bar{E}(z_j+0) \quad (2.19)$$

ahol $\bar{I}_{(j-1)j}$ a $(j-1)|j$ felülethatár mátrixa. Másfelől, ha z' és z'' a j -edik réteg határain van, akkor a 2.17 egyenlet átalakul.

$$\bar{E}(z+0) = \bar{L}_j \bar{E}(z_j+d_j-0) \quad (2.20)$$

ahol \bar{L}_j a j -edik réteg 2×2 -es mátrixa, melynek vastagsága d_j . Csak a 0.-ik közegbe (levegő) visszavert hullám detektálható, ezért szükséges ennek összehasonlítása a mintára beeső hullámmal. Ha z' -t és z'' -t a közegben illetve a hordozó anyagában helyezük el, melyek határosak a $0|1$ illetve az $m|m+1$ határfelületekkel, akkor a 2.17 írható

$$\bar{E}(z_1-0) = \bar{W} \bar{E}(z_{m+1}+0) \quad (2.21)$$

alakban. A 2.21-es egyenlet definiálja a szórási mátrixot (\bar{W}), mely a réteges szerkezet reflexiós és transzmissziós tulajdonságait fejezi ki. Az \bar{W} mátrix kifejezhető a határfelületi és rétegmátrixokkal is, és ily módon leírható az egyes rétegek és határfelületek hatása az alábbi összefüggés alapján

$$\bar{W} = \bar{I}_{01} \bar{L}_1 \bar{I}_{12} \bar{L}_2 \dots \bar{I}_{(j-1)j} \bar{L}_j \dots \bar{I}_m \bar{L}_{m(m+1)} \quad (2.22)$$

Példaként tekintsünk egy réteget (1), mely a hordozója (2) és a környező gáz (0) között helyezkedik el. A 2.22-es egyenlet alapján a rendszer szórási mátrixa a következő

$$\bar{W} = \bar{I}_{01} \bar{L}_1 \bar{I}_{12} \quad (2.23)$$

A határ és rétegmátrixokat behelyettesítve kapjuk az

$$\bar{W} = \begin{pmatrix} 1 \\ t_{01} t_{12} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{01} \\ r_{01} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\beta} & 0 \\ 0 & e^{j\beta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Abban az esetben, ha két rétegű a struktúra, a 2.23 és 2.24-es egyenletekből adódik a szórási mátrixra, hogy

$$\bar{W} = \bar{I}_{01} \bar{L}_1 \bar{I}_{12} \bar{L}_2 \bar{I}_{23} \quad (2.25)$$

és

$$\bar{W} = \begin{pmatrix} 1 \\ t_{01} t_{12} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{01} \\ r_{01} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\beta_1} & 0 \\ 0 & e^{j\beta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j\beta_2} & 0 \\ 0 & e^{j\beta_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{23} \\ r_{23} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Ha a rendszer kétfázisú struktúra (környezet és hordozó), a fenti egyenlet (2.26) írható úgy is, hogy

$$\begin{bmatrix} \bar{E}_a^+ \\ \bar{E}_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{W}_{11} & \bar{W}_{12} \\ \bar{W}_{21} & \bar{W}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{E}_s^+ \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

ahol az a illetve s indexek a környezetet és a hordozót jelentik, valamint $\bar{E}_s^- = 0$. Ezek után az abszolút reflexiós és transzmissziós együtthatók a következőképpen írhatóak

$$\bar{R} = \frac{\bar{E}_a^-}{\bar{E}_a^+} = \frac{\bar{W}_{21}}{\bar{W}_{11}} \quad (2.28)$$

$$\bar{T} = \frac{\bar{E}_s^+}{\bar{E}_a^+} = \frac{1}{\bar{W}_{11}} \quad (2.29)$$

A szórási mátrix első oszlopának elemei leírják a totális reflexiós és transzmissziós együtthatókat. Ezek után $\bar{\rho}$ megadható, mint az abszolút reflexiós együtthatók hányadosa

$$\bar{\rho} = \frac{\bar{R}_p}{\bar{R}_s} \quad (2.30)$$

A több ismeretlen réteg esetén az ismeretlen paraméterek száma messzemenően több lehet, mint egy kétfázisú rendszerben.

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}(\bar{n}_0, \bar{n}_1, \dots, \bar{n}_m, d_1, d_2, \dots, d_m, \Phi_0, \lambda) \quad (2.31)$$

Az ismeretlen paraméterek meghatározásához több független információra van szükség. Erre jó lehetőséget kínál a többszögű spektroszkópai ellipszometria. Érdekes különböző rétegvastagsággal készített ugyanazon anyagi minőségű mintákon is méréseket végezni (megjegyezzük, az azonos anyagi minőség reprodukciója sok esetben nem biztosítható kellő pontossággal). Az azonos anyagi minőség előállítása nem mindig biztosítható, ezért a legfontosabb módszer a több beesési szög alatt végzett spektroszkópai mérés.

A spektroszkópai mérések kiértékelése nem triviális feladat. A vizsgálandó réteg dielektromos függvénye modellezhető úgynevezett modell dielektromos függvény (MDF) segítségével. Az MDF paraméterlistájának adott értékei, és a szerkezet (hordozó, környezet optikai tulajdonságai, esetleg ismert dielektromos függvénnyel és vastagsággal rendelkező plusz réteg/rétegek) ismerete mellett előre számolható egy $\tan(\Psi) \cos(\Delta)$ érték-pár minden egyes spektrális pontra. A mért és számított spektrum közötti eltérés jellemezhető egy hibafüggvénnyel, mely függvény értéke arányos a mért és számított $\tan(\Psi)$ és $\cos(\Delta)$ spektrum eltéréseivel. Az MDF akkor közelíti legjobban a vizsgálandó réteg valós dielektromos függvényét, amikor a hibafüggvény értéke minimális. A minimalizálásra megoldást biztosít a Linear Regression Analysis (LRA) technika, mellyel meghatározhatóak legjobban illeszkedő modellparaméterek. A közepes négyzetes hiba felírható a következőképpen

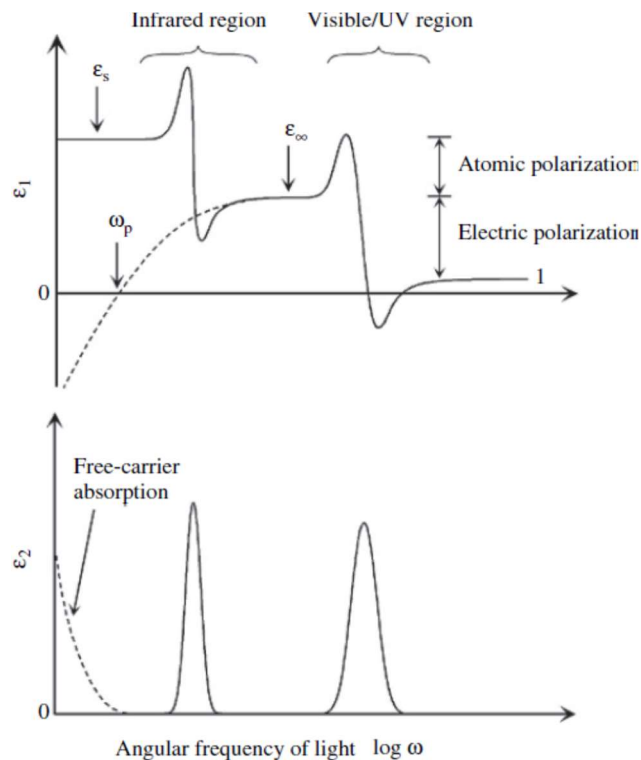
$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{(N-P-1)} \sum_{j=1}^n \left\{ \left(\cos \Delta_j^{meas} - \cos \Delta_j^{calc} \right)^2 + \left(\tan \Psi_j^{meas} - \tan \Psi_j^{calc} \right)^2 \right\}} \quad (2.32)$$

ahol N a mért pontok, P a változónak tekintett paraméterek száma, $\tan \Psi$ és $\cos \Delta$ pedig a mért (meas) és számolt (calc) ellipszometriai változók.

2.3 Dielektromos Függvény

Általában az ϵ dielektromos „állandót” a mérnökök egy darab komplex számnak tekintik. Az SE-ben azonban ϵ gyakran szignifikánsan változik a hullámhossz, ill. a foton-energia, ill. a frekvencia függvényében. A 2.4. ábra mutatja a komplex dielektromos függvény (ϵ) valós (ϵ_1) és az imaginárius részét (ϵ_2) a szögfrekvencia ($\log \omega$) függvényében.

Amikor a szögfrekvencia alacsony, ϵ_1 a statikus dielektromos állandó ϵ_s -nal egyenlő. Ez az ϵ_s tartalmazza mind az atomi, mind az elektronos polarizáció járulékát. A dielektrikus polarizáció klasszikus modellje rugók oszcillációjával írható le. Amikor a beeső fény szögfrekvenciájának értéke egybeesik egy rugó oszcillációs frekvenciájával, rezonáns oszcilláció következik be és a fény elnyelődik az anyagban. Az ϵ_2 csúcsok a 2.4. ábrán mutatják, hogy a fény elnyelődik a „rugók” rezonancia frekvenciáinak megfelelő tartományokban. Az atomi polarizáció rezonáns oszcillációja általában az infravörös tartományban, míg az elektronos polarizáció rezonáns oszcillációja az UV/vis tartományban figyelhető meg.



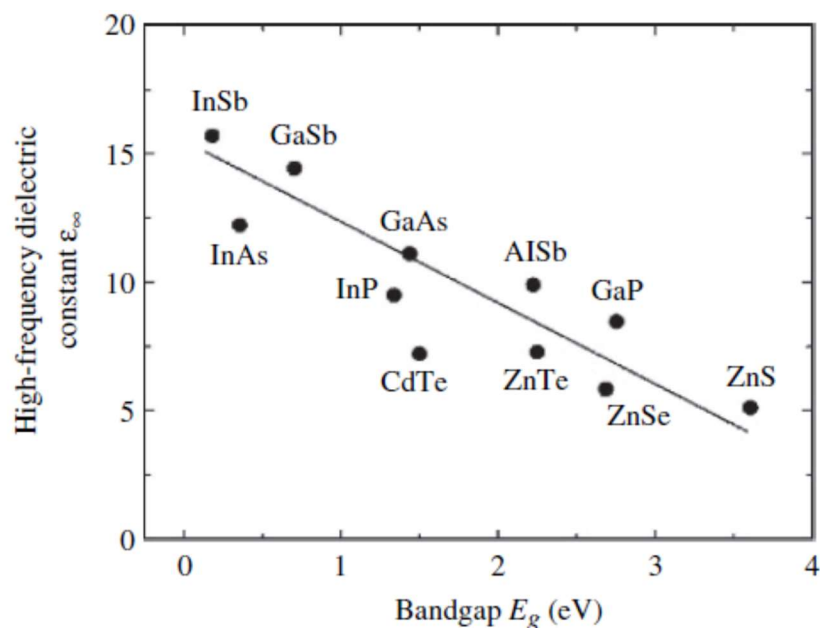
2.4. ábra: A valós (ϵ_1) és az imaginárius (ϵ_2) része a komplex dielektromos állandónak, a szög-frekvencia logaritmus függvényében.

Magasabb frekvenciákon, az atomi polarizáció nem tudja követni a fény oszcillációját így annak ott nincs járuléka. Ennek következtében az ϵ_1 értéke csökken az ϵ_∞ -ig. Amikor a fény frekvenciája tovább nő, az elektronos polarizáció sem tudja követni a fény oszcillációját, és végül ϵ_1 eléri a vákuumos értéket (= 1). Az anyag dielektromos válaszát a fény frekvenciájára hívják diszperzióknak. A dielektromos függvény alakja a

rezonancia környékén a Lorentz modellel lehet leírni. Minazonáltal, a dielektromos függvény sok esetben igen komplikált lehet, mert több oszcillátor is átlapolhatja egymást több anyagban

Amikor szabad elektronok és lyukak vannak az anyagban akkor a fény ezeken is elnyelődhet. Fémekben vagy magas töltéshordozó-sűrűségű félvezetőkben a 2.4. ábrán megfigyelhető szaggatott vonal (Drude-farok) figyelhető meg. A szabad-töltéshordozó elnyelés nő alacsonyabb frekvenciák felé és ϵ_1 értéke negatívvá válik a plazma frekvencia alatt.

A 2.5. ábra mutatja ϵ_∞ -t a tiltott sáv-szélesség (bandgap, E_g) függvényében több félvezető kristály esetére. Az látszik, hogy ϵ_∞ majdnem lineárisan csökken a növekvő E_g -vel. Általában E_g nagyobbá válik, amikor az alkotó atomoknak kevesebb elektronjuknak van magasabb kötési energiájuk. Pl. a III-V vegyület félvezetőkben E_g nő a GaSb < GaAs < GaP sorrendben. Mindazonáltal az elektronikus polarizáció kisebb a kevesebb elektronú anyagokban, mivel az elektronikus polarizáció alapvetően az elektronfelhő torzításából indukálódik.



2.5. ábra A nagy-frekvenciás dielektromos állandó ϵ_∞ , a bandgap vagyis E_g függvényében vegyület-félvezető kristályok esetében. [12]

2.4 Effektív közeg közelítés

A makroszkopikusan homogén, de mikroszkopikusan heterogén vagy kompozit anyagoknak a dielektromos függvényét az effektív közeg közelítéssel modellezhetjük. Ilyen anyag lehet például egy olyan vékonyréteg, ami leírható anyagok, vagy anyag és légüreg keverékeként. Másik hasznos alkalmazása az effektív médium közelítésnek, a felületi érdesség modellezése. Egy mikroszkopikusan nem sík felület szintén leírható két anyag (a réteg anyaga és a környező gáz) keverékeként. Az anyag akkor tekinthető makroszkopikusan homogénnek, ha az inhomogenitást jellemző karakterisztikus méretek jóval kisebbek, mint a méréshez használt fény hullámhossza. Erre ellenpélda is akad az irodalomban.

Heterogén anyagok dielektromos függvénye, és az ebből kinyerhető információ korlátai beláthatóak makroszkopikus elektrodinamikával, mely a mikroszkopikus hatásokat kiátlagolja. Az elektrosztatikus probléma pontosan megoldható adott mikrostruktúra esetében és megkapható a lokális elektromos térerősség $\vec{e}(\vec{r})$ és dipólus momentum $\vec{p}(\vec{r})$ sűrűsége a tér minden pontjában. A mikro hatások átlaga adja a makroszkopikus megfelelőjüket \vec{E} -t és \vec{P} -t.

Az anyagok dielektromos függvénye leírható az alábbi összefüggéssel

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (2.33)$$

ahol \vec{D} az elektromos eltolás vektor, \vec{E} az elektromos térerősség vektor és \vec{P} az egységnyi térfogatra vonatkoztatott dipólus momentum vektor.

A lokális mező a Clausius-Mosotti modell segítségével számolható. A modellben egy köbös rács sarkain polarizálható pontok helyezkednek el. A köbös rács rácsállandója legyen „w”. Tekintsünk egy egységes \vec{E}_i mezőt. A pontok polarizációja $\vec{p} = \xi \vec{E}_{loc}$, ahol a lokális elektromos térerősség a rács oldalán $\vec{E}_{loc} = \vec{e}(\vec{R}_n)$. A mikroszkopikus mező $\vec{e}(\vec{r})$ az \vec{E}_i és a \vec{p} szuperpozíciójából adódik az alábbi szerint

$$\vec{e}(\vec{r}) = \vec{E}_i + \sum_{R_n} \vec{E}_{dip}(\vec{r} - \vec{R}_n) \quad (2.34)$$

$$\vec{E}_{dip}(\vec{r}) = \frac{3(\vec{p}\vec{r})\vec{r} - \vec{p}r^2}{r^5} \quad (2.35)$$

Mivel dipólusok csak a rács szélén vannak és az összes $\vec{e}(\vec{R}_n)$ egyenlő, ezért

$$\vec{p}(\vec{r}) = \sum_{R_n} \xi \vec{e}(0) \delta(\vec{r} - \vec{R}_n) \quad (2.36)$$

A 2.34 és 2.35 egyenletek mindenhol érvényesek, így az $\vec{r} = 0$ -ban is. Ebből következik, hogy

$$\vec{e}(0) = \vec{E}_i + \sum_{R_n \neq 0} \vec{E}_{dip}(\vec{R}_n) \quad (2.37)$$

Teljes köbös szimmetriára az \vec{R}_n összege nulla, és marad az egyszerűbb $\vec{E}_{loc} = \vec{E}_i$ összefüggés. Megjegyzem, hogy alacsonyabb szimmetriájú rendszerekre ez általánosan nem igaz. A mikroszkopikus megoldást átlagolva, és a 2.36-os egyenletnek az átlagát véve megkapjuk a makroszkopikus eredőt

$$\vec{P} = \frac{N}{V} \xi \vec{E}_{loc} = v \xi \vec{E}_{loc} \quad (2.38)$$

ahol V a térfogat, és $v = w^{-3}$ a pontok térfogatsűrűsége. A térfogati átlaga $\vec{e}(\vec{r})$ -nek kissé bonyolult, mert a dipólusmező térfogati integrálja nem nulla, hanem $\frac{4}{3}\pi$. Így a makroszkopikus mezőre adódik, hogy

$$\vec{E} = \vec{E}_{loc} \left(1 - \frac{4\pi}{3} v \xi \right) \quad (2.39)$$

Emiatt az alkalmazott makroszkopikus mező $\vec{E}_{loc} = \vec{E}_i$ nagyobb, mint \vec{E} , mert az indukált dipólusok ellentétes irányban állnak az átlagos mezővel. Egy kis algebra után az összes mező leválasztható a 2.33, 2.34 és 2.39 egyenletekről és megkapjuk a Clausius-Mosotti összefüggést, ami

$$\frac{\bar{\epsilon} - 1}{\bar{\epsilon} + 1} = \frac{4\pi}{3} v \xi \quad (2.40)$$

Ez a modell kapcsolatot teremt a mikrostruktúra, a mikroszkopikus és makroszkopikus mező valamint a polarizáció között.

Heterogén anyagok dielektromos függvényének előállítására egy egyszerű megoldás, ha a két anyag keverékét képezzük, figyelembe véve a kétféle ξ_a és ξ_b polarizálhatóságot, mely az alábbira vezet

$$\frac{\bar{\varepsilon}-1}{\bar{\varepsilon}+1} = \frac{4\pi}{3} (\bar{v}_a \bar{\xi}_a + \bar{v}_b \bar{\xi}_b) \quad (2.41)$$

ahol $\bar{\varepsilon}$ az anyagok keverékének az effektív dielektromos függvénye. Ez a formula magában foglalja a mikrostrukturális paramétereket, melyeket nem mértünk direkt módon. Az $\bar{\varepsilon}_a$, és $\bar{\varepsilon}_b$ dielektromos függvények ismeretében, a 2.40 egyenlet felírható úgy a következőképpen

$$\frac{\bar{\varepsilon}-1}{\bar{\varepsilon}+1} = f_a \frac{\bar{\varepsilon}_a-1}{\bar{\varepsilon}_a+2} + f_b \frac{\bar{\varepsilon}_b-1}{\bar{\varepsilon}_b+2} \quad (2.42)$$

Itt az $f_a = \bar{v}_a / (\bar{v}_a + \bar{v}_b)$, és az $f_b = \bar{v}_b / (\bar{v}_a + \bar{v}_b)$ mennyiségek az a és b anyagok térfogati arányai. Ez a Lorentz-Lorenz-féle effektív médium közelítés [Lor80, Lor16].

Ha az a és b anyagok atomi szinten nem kevertek, hanem nagy, különálló régiók szeparálódnak bennük (melyek elég nagyok ahhoz, hogy érvényesüljön a saját dielektromos függvényük), akkor a korábbi föltevés miszerint a befogadó anyag, melyben a és b anyagok keverednek nem helyes. A befogadó anyag dielektromos függvénye legyen $\bar{\varepsilon}_h$, és ezzel a 2.42 egyenlet a alábbi alakot ölti

$$\frac{\bar{\varepsilon}-\bar{\varepsilon}_h}{\bar{\varepsilon}+2\bar{\varepsilon}_h} = f_a \frac{\bar{\varepsilon}_a-\bar{\varepsilon}_h}{\bar{\varepsilon}_a+2\bar{\varepsilon}_h} + f_b \frac{\bar{\varepsilon}_b-\bar{\varepsilon}_h}{\bar{\varepsilon}_b+2\bar{\varepsilon}_h} \quad (2.43)$$

Azaz, ha b jelenti a „hígító” anyagot, akkor választhatjuk a -t befogadó anyagnak $\bar{\varepsilon}_h = \bar{\varepsilon}_a$. Ezután a 2.43 egyenlet írható úgy, hogy

$$\frac{\bar{\varepsilon}-\bar{\varepsilon}_a}{\bar{\varepsilon}+2\bar{\varepsilon}_a} = f_b \frac{\bar{\varepsilon}_b-\bar{\varepsilon}_a}{\bar{\varepsilon}_b+2\bar{\varepsilon}_a} \quad (2.44)$$

A fenti egyenlet a Maxwell-Garnett-féle effektív médium közelítés, melyet az $\bar{\varepsilon}_h = \bar{\varepsilon}_a$ föltevással kaptunk.

Ha f_a és f_b összemérhető, nem mindig dönthető el, hogy melyik a befogadó anyag. Ha azonban föl tesszük, hogy $\bar{\varepsilon}_h = \bar{\varepsilon}$ (önkonzisztencia) a 2.43 egyenlet az alábbira egyszerűsödik

$$0 = f_a \frac{\overline{\varepsilon_a} - \overline{\varepsilon}}{\overline{\varepsilon_a} + 2\overline{\varepsilon}} + f_b \frac{\overline{\varepsilon_b} - \overline{\varepsilon}}{\overline{\varepsilon_b} + 2\overline{\varepsilon}} \quad (2.45)$$

Ez az úgynevezett Bruggeman-féle effektív közeg közelítés (B-EMA). Megjegyezzük, hogy a 2.44 egyenlet azt az esetet írja le, amikor is a gömb alakot öltött b anyagot az a anyag tökéletesen körülveszi. A 2.45 egyenlet pedig azt az esetet írja le, mikor a és b véletlenszerűen keveredett egy effektív közegben. A B-EMA a leggyakrabban alkalmazott modell, kompozit anyagok leírására. Legfőbb előnyei: 1. nem kell eldönteni, melyik a befogadó anyag, 2. könnyen általánosítható kettőnél több anyagra.

3 Ellipszometerek

3.1 Ellipszometriai szögek, fényintenzitás és polarizációs állapot detektálása

Az ellipszometerek arra használatosak, hogy meghatározzuk az ellipszometriai szögeket a mért intenzitásból. Ehhez először nézzük meg közelebbről, mik is azok az ellipszometriai szögek és hogyan számolhatjuk őket. A legáltalánosabb harmonikus rezgés a tér egy adott pontjában leírható 4 valós paraméterrel: X , Y , δ_x , δ_y . Az X^2+Y^2 arányos a rezgés intenzitásával, és a polarizációs állapotra nézve irreleváns. Az abszolút fázisok δ_x és δ_y a nagyon rövid periódusú oszcillációk miatt nem detektálhatóak ellipszometriai vizsgálatokkal. Maradt tehát két valós paraméterünk, hogy jellemezzük az elliptikus polarizációt, mely az alábbi alakban írható

$$E_x(t) = X \cos(-\omega t + \delta_x), \quad E_y(t) = Y \cos(-\omega t + \delta_y) \quad (3.0.2)$$

ahol X és Y az amplitúdó egymásra merőleges komponensei, ω a körfrekvencia és t az idő. Az abszolút fázisok alkalmas megválasztása mellett elérhetjük, hogy X és Y ne legyen negatív, így X -re és Y -ra adódik, hogy

$$X = E_0 \sin(\Psi_{xy}), \quad Y = E_0 \cos(\Psi_{xy}) \quad (3.0.3)$$

E_0 mindig nagyobb, mint nulla és Ψ_{xy} az első negyedbe esik. $\tan(\Psi_{xy})$ a rezgés x és y irányú komponensének aránya. A másik valós paraméter a Δ_{xy} mely az x és y tengely között relatív fázistolás. Összefoglalva

$$\tan(\Psi_{xy}) = \frac{X}{Y}, \quad \Psi_{xy} \in \langle 0, \pi/2 \rangle, \quad \Delta_{xy} = \delta_x - \delta_y, \quad \Delta_{xy} \in \langle -\pi, \pi \rangle \quad (3.0.4)$$

Az ellipszometriai szögeket és az amplitúdót felhasználva írhatjuk

$$\frac{E_x^2}{E_0^2} + \tan^2(\Psi_{xy}) \frac{E_y^2}{E_0^2} - 2 \tan(\Psi_{xy}) \frac{E_x}{E_0} \frac{E_y}{E_0} \cos(\Delta_{xy}) = \sin^2(\Psi_{xy}) \sin^2(\Delta_{xy}) \quad (3.0.5)$$

A 3.1. ábrán egy polarizációs ellipszis látható. A polarizációs ellipszis geometriai alakjának leírása egyszerű, ha egy derékszögű-koordináta rendszert rögzítünk az ellipszis tengelyeihez.

Legyen a a koordináta a nagytengely mentén és b a kistengely mentén. A nagytengely hossza legyen $2A$, a kistengelyé legyen $2B$, melyekre legyen igaz, hogy $0 \leq B$

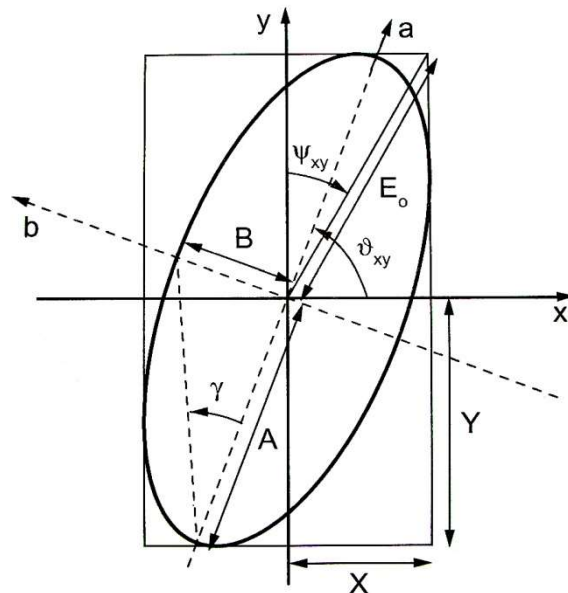
$\leq A \leq E_0$. A ϑ_{xy} az x és az a tengely bezárt ún. irányszög pozitív irányban mérve. Ez definiálja az ellipszis irányát és korlátozza a $\{-\pi/2; \pi/2\}$ intervallumba. Az a - b koordináta rendszerben az elektromos térerősség vektor komponensei a következők

$$E_a = E_x \cos(\vartheta_{xy}) + E_y \sin(\vartheta_{xy}), \quad E_b = -E_x \sin(\vartheta_{xy}) + E_y \cos(\vartheta_{xy}) \quad (3.0.6)$$

és ezzel az ellipszis egyenlete

$$B^2 E_a^2 + A^2 E_b^2 = A^2 B^2 \quad (3.0.7)$$

Az ϑ_{xy} helyettesíthető az A/B aránnyal, mely független a koordináta rendszertől. Ez hagyományosan az ellipticitás γ szögének bevezetésével történik.



3.1. ábra. Polarizációs ellipszis.

$$\tan(\gamma) = \pm B/A, \text{ ahol } \gamma \in \langle -\pi/4, \pi/4 \rangle \quad (3.0.8)$$

Itt γ pozitív és negatív értékei a polarizáció jobb és bal irányát jelölik. A dimenzióatlan $\tan(\gamma)$ az e ellipticitás. A polarizációs ellipszis két különböző koordinátarendszerbeli egyenleteinek összehasonlítása a következő egyenletekre vezet.

$$X^2 = A^2 \cos^2(\vartheta_{xy}) + B^2 \sin^2(\vartheta_{xy}), \quad Y^2 = A^2 \sin^2(\vartheta_{xy}) + B^2 \cos^2(\vartheta_{xy})$$

$$X^2 + Y^2 = A^2 + B^2 = E_0, \quad X^2 - Y^2 = (A^2 - B^2) \cos(2\vartheta_{xy}) \quad (3.0.9)$$

$$XY \left| \sin(\Delta_{xy}) \right| = AB, \quad 2XY \cos(\Delta_{xy}) = (A^2 - B^2) \cos(2\vartheta_{xy})$$

A nagy és kistengelyek hossza

$$A = E_0 \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - \sin^2(2\psi_{xy}) \sin^2(\Delta_{xy})}}{2}}, \quad B = E_0 \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2(2\psi_{xy}) \sin^2(\Delta_{xy})}}{2}} \quad (3.0.10)$$

A 3.0.8 és 3.0.9 egyenletekből, az x - y koordináta rendszerben kifejezhetőek az ellipszometriai szögek.

$$\tan(2\vartheta_{xy}) = -\tan(2\psi_{xy}) \cos(\Delta_{xy}), \quad \sin(2\gamma) = \sin(2\psi_{xy}) \sin(\Delta_{xy}) \quad (3.0.11)$$

megfordítva pedig

$$\cos(2\psi_{xy}) = -\cos(2\gamma) \cos(2\vartheta_{xy}), \quad \tan(\Delta_{xy}) = \frac{\tan(2\gamma)}{\sin(2\vartheta_{xy})} \quad (3.0.12)$$

Az ellipszometriai szögek két párja (ψ_{xy}, Δ_{xy}) és (ϑ_{xy}, γ) felcserélhetően használhatóak, az ellipszis alakjának definiálására. A második pár használatának nagy előnye, hogy ebben az esetben a γ szög koordinátarendszertől függetlenül írja le a polarizációs állapotot.

Az ellipszometriában használt detektorok olyan jelet szolgáltatnak, mely arányos a beérkező fényhullám energia fluxusával. Ezt intenzitásnak hívjuk, jele I . Ez a gyorsan oszcilláló Poynting -vektor időátlaga $\langle \overline{\vec{P}(t)} \rangle$. A Poynting vektor a pillanatnyi elektromos és mágneses mező vetkorszorzata, azaz $\overline{\vec{P}(t)} = \overline{\vec{E}(t)} \times \overline{\vec{H}(t)}$, SI egysége a W/m^2 . Miután az elektromos és mágneses mező kölcsönösen merőlegesek egymásra és erősségük is arányos, vehetjük az elektromos mező (\vec{E}) időátlagának négyzetét, ami arányos az energiafluxussal.

Az ellipszometriai méréseknél nem az abszolút intenzitás a kérdéses, hanem a relatív intenzitás (I/I_0) a fontos. Figyelembe véve egy alkalmas referencia I_0 értéket. Tekintsük az $E_0 \cos(\omega t)$ -nek az időátlagát, ami a következő

$$I_0 \equiv \langle E_0^2 \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{\omega}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} E_0^2 \cos^2(\omega t) dt = \frac{E_0^2}{2} \quad (3.0.13)$$

Ez egy tipikus, lineárisan polarizált, monokromatikus fényhullám E_0 amplitúdóval és tetszőleges irányszöggel. Könnyen bizonyítható, hogy a 3.0.2 egyenlet által leírt általános elliptikus polarizáció $X = E_0 \sin(\psi_{xy})$ és $Y = E_0 \cos(\psi_{xy})$ használatával ugyanazt az értéket adja.

$$I \equiv \langle X^2 \cos^2(\omega t + \delta_x) + Y^2 \cos^2(\omega t + \delta_y) \rangle = \frac{E_0^2}{2} \quad (3.0.14)$$

Másképpen fogalmazva minden elliptikusan polarizált fénynek az E_0 amplitúdója egységes.

Egy ideális polarizátor akkor ereszti át tökéletesen a fényt, ha a polarizáció párhuzamos a transzmissziós tengellyel, és akkor oltja ki tökéletesen azt, ha a polarizáció merőleges a transzmissziós tengelyre. Az általános elliptikus polarizáció vizsgálható, ha rögzítjük az alkalmas orientációban beállított polarizátoron keresztülhaladó intenzitást. Vegyünk egy polarizált rezgést (3.0.2), melyet az ellipszometriai szögek jellemeznek. Az ideális polarizátor álljon α szögben a koordinátarendszerünk x tengelyéhez képest. Legyen a fázisszög (δ_y) nulla, a harmonikus rezgés ($E_x(t)\cos(\alpha) + E_y(t)\sin(\alpha)$) haladjon a transzmissziós tengely mentén. Az előbbi feltevéseket figyelembe véve írhatjuk, hogy

$$E_\alpha(t) = E_0 \left[(\sin(\psi_{xy}) \cos(\Delta_{xy}) \cos(\alpha) + \cos(\psi_{xy}) \sin(\alpha)) \cos(\omega t) - (\sin(\psi_{xy}) \sin(\Delta_{xy}) \cos(\alpha)) \sin(\omega t) \right] \quad (3.0.15)$$

Az időátlag négyzete két kényszert tartalmaz. Egyik a $\cos^2(\omega t) = \sin^2(\omega t) = 1/2$ másik a $\cos(\omega t)\sin(\omega t) = 0$. Előreszámolással meghatározhatjuk a relatív intenzitását az $E_\alpha(t)$ hullámnak.

$$\frac{I(\alpha)}{I_0} = \frac{1}{2} (1 - \cos(\psi_{xy}) \cos(2\alpha) + \sin(2\psi_{xy}) \cos(\Delta_{xy}) \sin(2\alpha)) \quad (3.0.16)$$

A 3.0.11 egyenlet segítségével a relatív intenzitás felírható az *irányszög* és *ellipticitás szögével*.

$$\frac{I(\alpha)}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \cos(2\gamma) \cos(2(\vartheta_{xy} - \alpha))) \quad (3.0.17)$$

A 3.2. ábra a relatív intenzitás függését mutatja a polarizátor orientációjának függvényében. A maximum intenzitás pozíciója az első két negyedben megfelel a polarizációs állapot irányszögének. A maximum és minimum intenzitások aránya az ellipticitás négyzetével egyenlő.

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{1 - \cos(2\gamma)}{1 + \cos(2\gamma)} = \tan^2(\gamma) \quad (3.0.18)$$

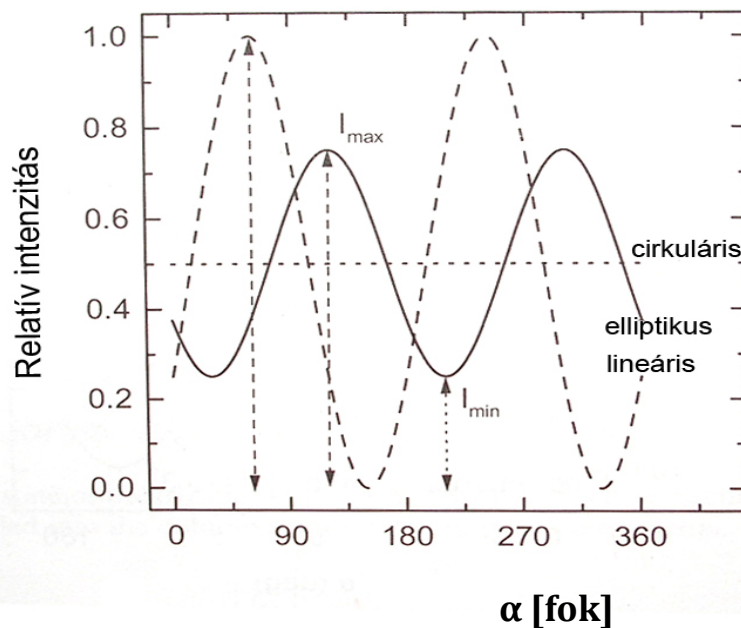
A $2\alpha_{xy}$ harmonikus függésére ráakódik még egy $1/2$ konstans. A 3.0.15 egyenletben a polarizációs állapot két valós paramétere a 3.0.16 egyenleten keresztül kódolva van a koszinusz és szinusz Fourier-együtthatókban, így az a_{xy} és b_{xy} függés a következő

$$I(\alpha) = \frac{I_0}{2} (1 + a_{xy} \cos(2\alpha) + b_{xy} \sin(2\alpha)) \quad (3.0.19)$$

ahol

$$a_{xy} = -\cos(2\psi_{xy}) = \cos(2\gamma) \cos(2\vartheta_{xy}) \quad \text{és} \quad b_{xy} = \sin(2\psi_{xy}) \cos(\Delta_{xy}) = \cos(2\gamma) \sin(2\vartheta_{xy}) \quad (3.0.20)$$

Hogy meghatározzuk a valós a_{xy} és b_{xy} értékpárokat, az intenzitás értékeket legalább 3 különböző polarizátor állás mellett meg kell mérni. Nagyszámú intenzitásmérést általában fotometriai ellipszometriával készítenek.

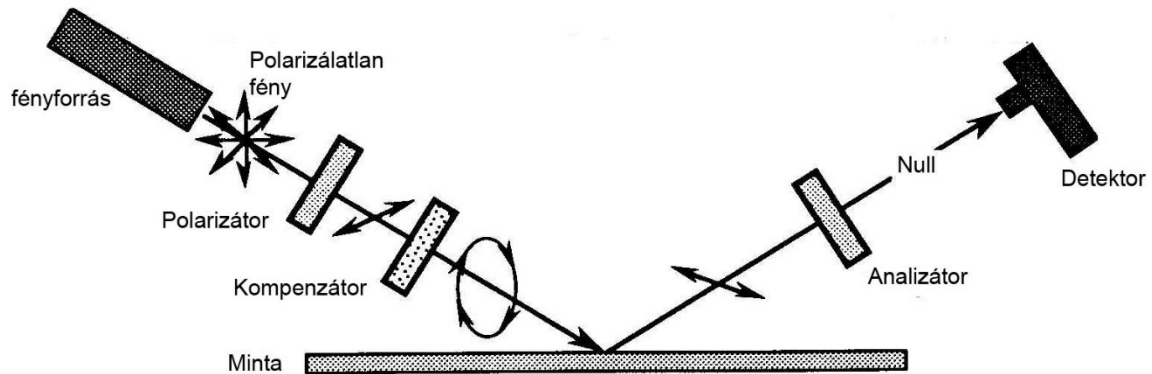


3.2. ábra. A relatív intenzitás egy ideális polarizátor után α orientációval, az x tengelyhez viszonyítva.

3.2 Null-ellipszométer

Az 1960-as évekig az ellipszometriát elsősorban egyhullámhosszas ún. nullázó technikával művelték, null-ellipszométerekkel. Egy null-ellipszométer sematikus vázlata látható a 3.3. ábrán. Ezen korai műszerek optikai elrendezése a következő volt: 1. fényforrás, 2. polarizátor, 3. kompenzátor, 4. minta, 5. analizátor, 6. detektor. A fényforrás polarizálatlan fényt szolgáltatott, mely keresztülhaladva a beesési síkhoz P-szögben elforgatott polarizátoron lineárisan polárossá vált. A kompenzátor (kettős törésű anyag) feladata a beesési síkra merőleges és azzal párhuzamos polarizációs komponensek között fázistolást végezni úgy, hogy a mintán való visszaverődés után a beeső (a polarizátor és a kompenzátor által generált) elliptikusan poláros fény ismét éppen lineárisan poláros fényt kapjunk, amit az analizátor éppen ki tud oltani. A kioltási helyzetet a polarizátor és az analizátor iteratív forgatásával érték el, majd a kioltás helyén leolvasták az analizátor és a polarizátor állását a minta síkjához képest, amiből kiszámolhatóak az ellipszometriai szögek (ψ , Δ).

Az ellipszometriának ebben a korszakában még nagymennyiségű mérést nem végeztek, manuálisan percekig tartott egy mérés, még egy hullámhosszon is. A számítástechnika fejlődésével mikor mikroprocesszorok vezérelték az optikai műszereket és számítógép határozta meg a null helyet és a későbbi számolásokat is tudták végeztetni komputerekkel, a módszer kezdett gyorsulni, és egyre nagyobb teret nyerni.



3.3. ábra. Null-ellipszométer.

3.3 Forgó polarizátoros/analizátoros ellipszométer (RPE és RAE)

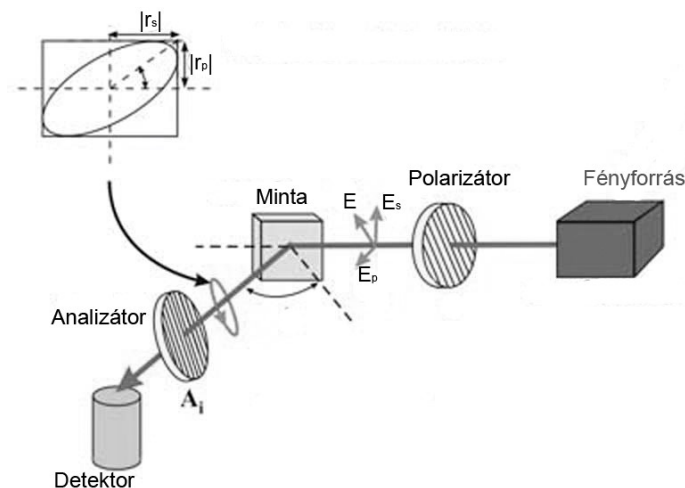
A teljes reflexiós ellipszometria 5 alapvető lépésre osztható, melyek a következők:

1. *Polarizált fény előállítása, melynek polarizációs állapota a műszer kalibrációján keresztül nagyon pontosan ismert.*
2. *A polarizált fénynyaláb polarizációs állapota a mintán való tükröződés után megváltozik.*
3. *Az új polarizációs állapot nagyon pontos analízise, mely szintén erősen függ a műszer kalibrációjától.*
4. *A beeső és reflektált nyalábok polarizációs állapotának összevetése, majd ez alapján az ellipszometriai szögek (Ψ , Δ) számítása.*
5. *Optikai és struktúrára vonatkozó számítások elvégzése az ellipszometriai szögekből.*

A 1.-4. lépések szinte kizárólag a műszer minőségétől és a mérés módszerétől függ, mely mutatja ezek helyes megválasztásának fontosságát. Az 1. és 3 lépésben a Stokes-vektor négy komponensével leírható a legáltalánosabb polarizációs állapot. A beeső és visszavert nyaláb teljesen polarizált, továbbá nincs szükség a minta reflexiójának ismeretére, ezért mindösszesen két mennyiség meghatározására van szükség. A két mennyiség az ellipszis félnagytengelyének az x tengellyel bezárt szöge ($-90^\circ < Q < 90^\circ$), valamint az ellipticitás szöge ami $\gamma = \tan^{-1}(e)$. A Q szöget a beesési síktól az óramutató járásával ellentétesen pozitívnak veszik. Így, ha a beeső nyaláb polarizációs állapota ismert, a visszavert nyalábban Q és χ meghatározása után megkapjuk az ún. ellipszometriai szögeket (Ψ, Δ) az ellipszometria alapegyenletéből, mely a következő alakú

$$\tan(\Psi) \cdot \exp(i\Delta) = \frac{\bar{r}_p}{r_s} \quad (3.3.1)$$

Egy RPE/RAE általános elrendezése látható a 3.3.1 ábrán, mely elemei sorban fényforrás (+kollimátor-optika+monokromátor), polarizátor, (kompenzátor opcionális), minta, analizátor, detektor. Forgó polarizátoros konfigurációban a fény polarizációs állapotát folyamatosan változtatja az ω körfrekvenciával forgó polarizátor. Az ω tipikus értéke 10-100Hz között van. A kompenzátor és az analizátor szöge a mérés során rögzített. Forgó analizátor konfigurációban a polarizátor és a kompenzátor rögzített és az analizátor forog folyamatosan a mérés során. Forgó polarizátornál a forrás, forgó analizátornál a detektor polarizációérzékenységét kell kalibrálni a hullámhossz függvényében.



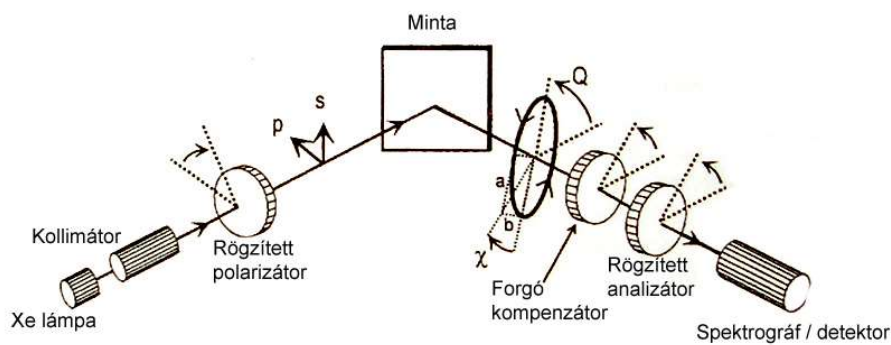
3.4. ábra. RPE és RAE ellipszométer. Az előbbinél a polarizátor, utóbbinál az analizátor forog. A kompenzátor opcionális, ezért az ábrán nincs feltüntetve.

3.4 Forgó kompenzátoros ellipszométerek (RCE)

A forgó kompenzátoros ellipszométerek (3.4. ábra) számos előnnyel rendelkeznek a forgó polarizátoros/analizátoros társaikkal szemben. Ezek az előnyök abból a tényből fakadnak, hogy egy forgó kompenzátoros ellipszométerrel a mintáról reflektálódott fény Stokes-vektorának mind a 4 komponense meghatározható, míg egy forgó polarizátoros ellipszométerrel csak három. A Stokes-paraméterek egy a polarizáció síkjában fekvő x-y derékszögű koordináta rendszerben definiáltak. A vektor egy 4x1-es oszlopvektor, melynek mind a négy eleme intenzitás dimenziójú az alábbi szerint

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{\pi/4} - I_{-\pi/4} \\ I_R - I_L \end{bmatrix} \quad (3.4.1)$$

Itt I_0 az analizált nyaláb teljes intenzitása, I_x , I_y , $I_{\pi/4}$, $I_{-\pi/4}$ pedig az intenzitások a polarizátor után, annak 0° , $\pi/2$, $\pi/4$, $-\pi/4$ állásainál, míg I_R és I_L a polarizátor utáni intenzitások ideális jobbra illetve balra forgás esetén.



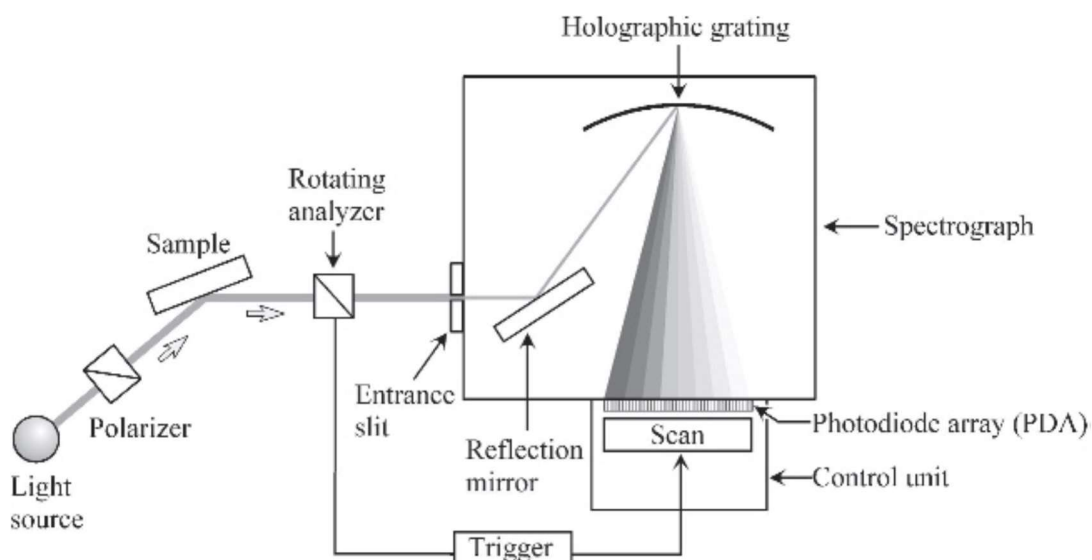
3.5. ábra. Egy forgó kompenzátoros ellipszométer általános elrendezése.

A Stokes-vektor meghatározásával egy forgó kompenzátoros ellipszométerrel meghatározható a polarizációs ellipszis a mintán történt reflexió után. Továbbá a forgó kompenzátoros ellipszométerek nagy pontosságot biztosítanak abban az esetben is, mikor a fázistolás szöge (Δ) közel van 0° -hoz vagy 180° -hoz, ellentétben forgó polarizátoros társaikkal szemben. Ezen kívül egy forgó kompenzátoros konfigurációval

meghatározható a reflektált nyaláb polarizációs foka, ami nagyon hasznos azokban az esetekben mikor maga a minta depolarizálja a beeső nyalábot. Még egy nagy előnye van ezeknek a konfigurációknak, mégpedig, hogy érzéketlenek a fényforrás és a detektor polarizációfüggésére.

A forgó kompenzátoros ellipszométerek számos előnyük mellett, hátrányokkal is rendelkeznek. Ilyenek például a nagyobb komplexitás, a több kalibrációs paraméter, valamint a kompenzátor hullámhosszfüggő retardanciája. Ezek azonban gondos kalibrációs eljárásokkal megoldhatóak.

3.5 In-situ real-time SE ellipszométerek



3.6. ábra. Egy valós időben működő spektroszkópai ellipszométer sematikus ábrája.

A hagyományos egyhullámhosszas ellipszométereknél a forrás és a detektor egy He-Ne lézer illetve egy fotoelektron-sokszorozó cső. Spektroszkópai ellipszométereknél a fény hullámhosszát monokromátorral szelektálják és a kiválasztott monokróm fényt erősítik egy fotoelektron-sokszorozóval, amit egy alkalmas detektorral detektálnak. Ilyen esetekben a mérési idő több tíz perc is lehet. Valós idejű spektroszkópai méréseknél a különböző hullámhosszakat egyszerre detektáljuk egy fotodióda sorral. A 3.6. ábrán bemutatott műszer folyamatosan mér, kivétel, amikor a detektor kiolvasása történik. Amikor a forgó kompenzátor elér egy adott, előre meghatározott pozíciót a mérés újraindul. Ez a műszer konfiguráció 64 millisekundumonként képes méréseket végezni. A bontóelem ebben az elrendezésben egy holografikus rács, de használható egy

hagyományos karcolt vagy replika optikai rács is, esetleg kisebb felbontásokhoz prizma. Olyan spektrográfok esetén melyek rácsot használnak, a spektrumpontok közel egyenlő távolságra vannak egymástól hullámhosszban mérve, ezért magasabb energiákon kevesebb adatpontot kapunk (2.27 egyenlet). Prizmás spektrográfokban az adatpontok energiában kifejezve vannak egyenlő távolságra egymástól és hullámhosszban nemlineáris a kapcsolat, emiatt sokkal körülményesebb a hullámhosszkalibrációjuk. A 3.1. táblázatban összefoglaltuk a különböző ellipszométerek jellemzőit. Amint azt később látni fogjuk az ellipszometria alapvetően a Stokes paramétereket méri. A 3.1. táblázatból jól látszik, hogy a különböző ellipszométereken mért Stokes paraméterek különböznek egymástól. A különböző műszerek mérési hibája ezen a különbségen alapszik. Szintén a 3.1. táblázatból látszik, hogy az S3 paraméter nem mérhető PSAR és PRSA üzemmódban. Kompenzátorral elvégzett RAE méréseknél (PSCAR vagy PCSAR konfigurációban) legalább két mérést kell végezni ahhoz, hogy megkapjuk az összes Stokes paramétert, ezzel szemben RCE méréseknél egy mérésből megkapható az összes. PME méréseknél szintén kétféle konfiguráció létezik és két mérésből kapható meg az összes Stokes vektor. Hangsúlyozni kell, hogy a mérési tartományok korlátozottak, hogyha nem minden Stokes-paramétert mérünk meg. Ebből következik, hogy RAE mérési tartomány a felére korlátozódik, azaz a Δ szöge 0° és 180° közé esik. Másképpen a mérési tartományok korlátozottak PME módban és ez a tartomány változik attól függően, hogy mely konfigurációban végezzük a mérést. Másfelől RCE módban a teljes tartományon mérhetünk, mivel ebben az elrendezésben az összes Stokes-paraméter mérhető.

A 3.1. táblázatból látszik, hogy a minimális mérési idő körülbelül 10 ms. Általában az optikai elemeket elektromos motorral forgatják. Ezeknél a forgó optikai elemeket tartalmazó ellipszométereknél az adatkiolvasási időt a forgatási sebesség határozza meg (10-100 Hz). PME üzemmódban viszont a Piezzo-kristály frekvenciája szabja meg a mérési időt (50 kHz). Ennek megfelelően egy gyors mérés elérheti a 20 μ s-ot. Ezen technika alkalmazásával a folyadék-kristály molekulák válaszüzeje az elektromos tér változására 1 ms-nál kisebb.

Instrument type ^a	Measurable Stokes parameters	Measurable region	Minimum measurement time	Number of wavelengths measured ^b
PSA _R (P _R SA)	S_0, S_1, S_2	$0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$ $0^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$	~ 10 ms	~ 200
PSCA _R (PCSA _R)	S_0, S_1, S_2, S_3^c	$0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$ $-180^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$	~ 10 ms ^d	~ 200
PSC _R A (PC _R SA)	S_0, S_1, S_2, S_3	$0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$ $-180^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$	~ 10 ms	~ 200
PSMA ^e (PMSA)	S_0, S_1, S_3 S_0, S_2, S_3	$0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$ $0^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$ $0^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$ $-180^\circ \leq \Delta \leq 180^\circ$	20μ s	~ 10

3.1. táblázat: Különböző spektroszkópai ellipszométerek tulajdonságai. Jelölések: Polarizátor (P), minta (S), analizátor (A), kompenzátor (C) és fotoelasztikus modulátor (M). Az R-index az optikai elem rotációját jelöli.

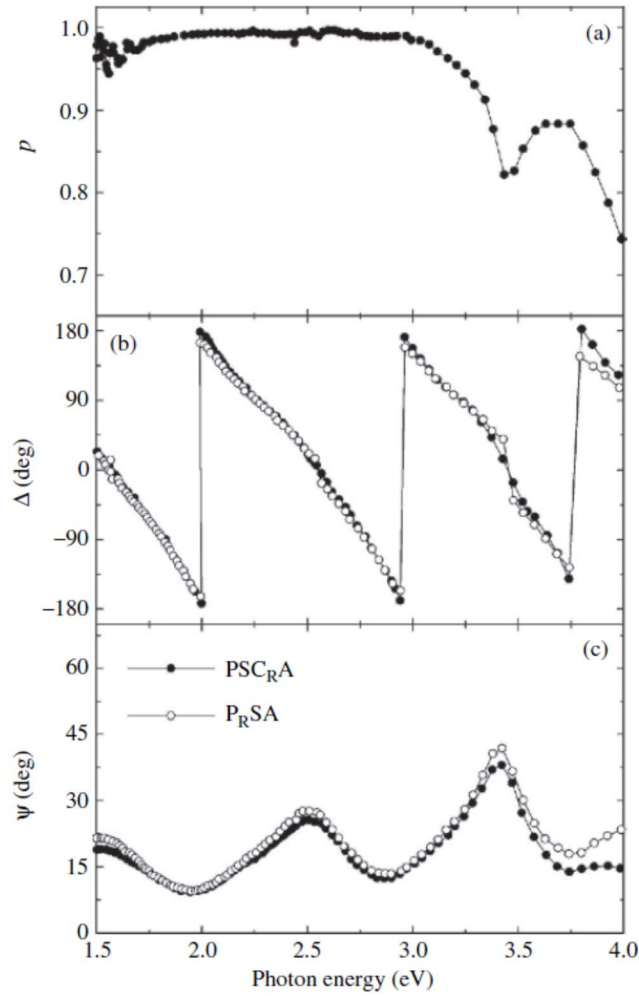
A 3.1. táblázatban a mérési hullámhosszak számából látszik a valós idejű, látható/UV tartományban végzett mérések alkalmazhatósága. Hagyományos, nem valós idejű mérések esetén a mért hullámhosszak számát a monokromátor és a detektor határozza meg. Amint az a 3.1. táblázatból látszik, PME-módban a mért hullámhosszak száma egy nagyságrenddel alacsonyabb, mint a forgó elemet tartalmazó ellipszométereknél. Ez a fotoelasztikus modulátor fázistolásának hullámhossz-függéséből ered. PME üzemmódban feszültség változással érik el, hogy a fotoelasztikus modulátor hullámhossz szerint konstans fáziseltolást hozzon létre és valós idejű spektroszkópai méréseknél fotodióda sort vagy fotoelektron sokszorozó csöveket használnak. Fotodióda esetén legalább 5 ms mérési idő szükséges, hogy minden hullámhosszon megfelelő jel/zaj viszonyt érjenek el. RAE üzemmódban a mért hullámhosszak számát a fotodióda mátrix pixeleinek száma határozza meg, mivel a polarizátorok széles tartományon függetlenek a hullámhossztól. A 3.7. ábrán láthatjuk a különböző hullámhosszak intenzitását, amit szimultán, RAE üzemmódban mértek. Amennyiben túl nagy a pixelszám a mérési pontosság lecsökken, mert az egy pixelre jutó fényintenzitás is kisebb. Ha egy optikai elem nem mutat hullámhossz-függést, akkor azt akromátnak hívjuk, ha mutat, akkor kromatikusnak. Így a RAE mérések akromatikusak, míg az RCE mérések kromatikusak, mivel ez esetben a kompenzátornak erős hullámhossz-függése van (3.3 egyenlet). Ha ismert a kompenzátor hullámhossz függése, akkor fotodióda-sor is használható többhullámhosszas mérések kivitelezésére.

Instrument type ^a	Advantage	Disadvantage
PSA _R (P _R SA)	<ul style="list-style-type: none"> • Optical configuration is simple • Instrument is achromatic 	<ul style="list-style-type: none"> • $S_3(-180^\circ \leq \Delta < 0^\circ)$ cannot be measured • Measurement error increases at $\Delta \cong 0^\circ$ and 180°
PSCA _R (PCSA _R)	<ul style="list-style-type: none"> • All the range of (ψ, Δ) can be measured • Depolarization spectrum can be measured • Uniform measurement sensitivity for (ψ, Δ) 	<ul style="list-style-type: none"> • Longer data acquisition time, compared with PSA_R and PSC_RA • Optical configuration is complicated, compared with PSA_R • Instrument is chromatic
PSC _R A(PC _R SA)	<ul style="list-style-type: none"> • All the range of (ψ, Δ) can be measured • Depolarization spectrum can be measured • Uniform measurement sensitivity for (ψ, Δ) 	<ul style="list-style-type: none"> • Optical configuration is complicated, compared with PSA_R • Instrument is chromatic
PSMA (PMSA)	<ul style="list-style-type: none"> • Fast measurement • Capability for real-time spectroscopic measurement in the infrared region • Depolarization spectrum can be measured 	<ul style="list-style-type: none"> • S_1 or S_2 cannot be measured in a single measurement • Increases in measurement error in specific regions of (ψ, Δ) • Instrument is chromatic

3.2. táblázat: Előnyök és hátrányok spekroszkópiai ellipszometereknél. a polarizátor (P), minta (S), analizátor (A), kompenzátor (C), fotoelasztikus modulátor (M). A R-index forgó optikai elemet jelöl.

A 3.2. táblázat összefoglalja az előnyeit és hátrányait a különböző mérési metódusoknak. Ebből jól látszik, hogy a forgó analizátoros/polarizátoros ellipszometriának nagy előnye, hogy az optikai elrendezés egyszerű és akromatikus. Hátránya, hogy az S_3 paraméter nem mérhető, és a mérési hiba megnő 0° és 180° közelében. Ennek kiküszöbölésére fejlesztették ki a kompenzátoros RAE mérést.

Ennél a metódusnál több mérés szükséges, hogy a hibát csökkentsük és emiatt a mérési idő megnő, ellenben megvan az az előnye az RCE és RAE kompenzátoros méréseknek, hogy a teljes tartományon képes méréseket végezni, illetve lehetővé teszi, hogy megmérjük a polarizáció fokát a hullámhossz függvényében és így képet kapjunk a depolarizációról, lásd 4.27 ábra. Ezek a műszerek még akkor is nagyon pontos mérést tesznek lehetővé, amikor maga a minta is depolarizáló hatással rendelkezik, habár a kalibrációjuk sokkal bonyolultabb.



3.7. ábra Spektrumok (a) polarizáció foka p , (b) Δ , and (c) ψ , PSCRA és PRSA konfigurációban mérve. A minta egy nanokristályos gyémántfilm (2000 Å) Si-hordozón.
[13]

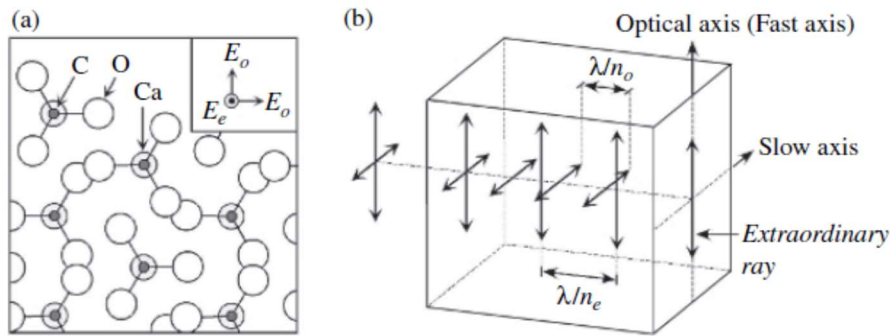
Mint korábban említettük a PME módszer fő előnye a forgó elemű ellipszométerekkel szemben, hogy sokkal gyorsabbak és az infravörös tartományban is valós idejű méréseket végezhetnek, szemben a forgó elemű műszerekkel, melyeknél az infravörös mérés rendkívül bonyolult. PME mérésekből is meghatározható a depolarizációs spektrum két méréssel hasonlóan a kompenzátoros RAE mérésekhez. PME méréseknél bizonyos régiókon a hiba - hasonlóan a RAE mérésekhez - megnő.

4 Optikai Elemek

A polarizációs állapot meghatározásához különböző optikai elemekre van szükség. Ellipszometriában használatos elemeket a következő csoportokba lehet besorolni: polarizátorok (analizátorok), kompenzátorok (retarderek), és depolarizátorok. A polarizátor kiválasztja a lineárisan polarizált fényt a nem-polarizáltból, míg a kompenzátor (retarder) a lineárisan polarizált fényt konvertálja cirkulárisan polarizálttá. A depolarizátort akkor használják, amikor a polarizált fényt nem-polarizálttá alakítják. A következőkben ezeket az elemeket tekintjük át.

4.1 Polarizer (Analizátor)

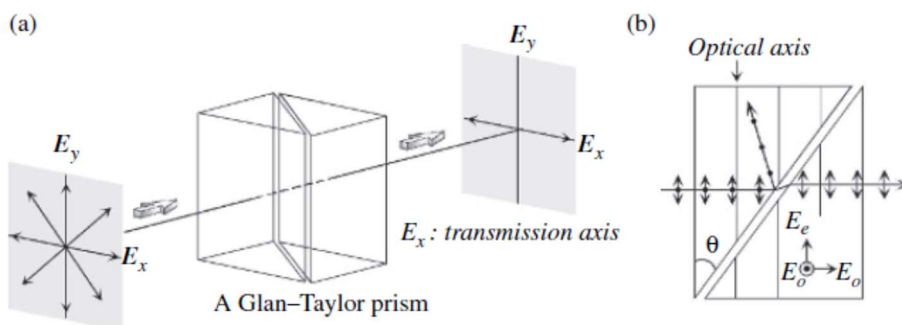
A polarizátor általában a fényforrás után kerül és kiválaszt egy jól definiált lineárisan polarizált fényt a nem-polarizáltból. Másrészt, egy analizátor a fény-detektor elé kerül és az általa kiválasztott lineárisan polarizált fény intenzitásából határozzák meg a polarizációs állapotot. Annak ellenére, hogy a polarizátor és az analizátor ugyanaz az optika elem, más a nevük a betöltött szerepük miatt. Általában, a polarizátor (analizátor) prizmákat tartalmaz, kvarc (SiO_2) vagy CaCO_3 vagy MgF_2 kristályból. A 4.1. (a) ábra mutatja a CaCO_3 kalcit kristály szerkezetét. Ahogy korábban láttuk, a törésmutató az UV/vis tartományban főleg az elektronos polarizációból származik. Ha az elektron koncentráció az anyagban inhomogén módon oszlik el bizonyos irányokban, akkor a törésmutató is irányfüggő lesz és az anyag optikai anizotrópiát mutat. Ahogy a 4.1. (a) ábra mutatja, a kalcit egy multi-réteges szerkezet, amelyben a Ca és a CO_3 rétegek felváltva helyezkednek el. Így az elektron koncentráció a CO_3 rétegekben nagyobb és megnöveli a törésmutatót. Az ábra síkjában (E_o) az elektrmos tér nagyobb, mint a merőleges irányban (E_e). Az E_o és E_e irányokban különböző lesz a törésmutató (n_o és n_e , ahol az o=ordinárius, e=extraordinárius), és $n_o > n_e$. Az ilyen kristályokat uniaxiálisnak nevezik. Az E_e irányt a 4.1. (a) ábrán optika tengelynek nevezik. A kvarc hasonló optikai anizotrópiát mutat, csak éppen $n_o < n_e$ a kvarc esetén. Általában, az optikai anizotrópiát, ami a törésmutató különbségből ered, kettőtörésnek hívják.



4.1. ábra: (a) Calcit kristály (CaCO_3) az optikai tengelye felől nézve és (b) a fényhullámok terjedése calcitban. Az (a)-ban E_o és E_e az elektromos mező párhuzamosan és merőlegesen a papír síkjához képest. A törésmutató E_o és E_e esetén n_o és n_e

A 4.1. (b) ábra mutatja az ordinárius és extraordiárius sugarak terjedését calcitban. A törésmutató definíciójából következik, hogy a különböző polarizációjú fény más sebességgel terjed a calcitban. Így megkülönböztethetünk gyors és lassú tengelyt ezekben a kristályokban. Nem-merőleges beesési szög esetén az ordinárius és extraordiárius sugarak különböző szögben fognak haladni az anyagban a különböző törésmutatók miatt.

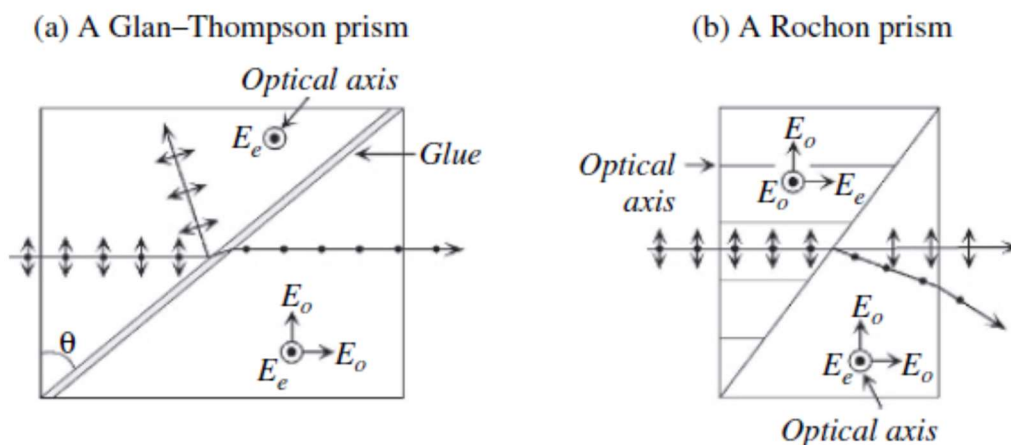
A 4.2. ábra mutatja az ún. Glan–Taylor prizma szerkezetét. A Glan–Taylor prizma két prizmat tartalmaz, és csak azt a lineárisan polarizált fényt engedi át amelynek a polarizációja párhuzamos az x tengellyel. Ezt az x tengelyt hívják a polarizátor transzmissziós tengelyének. A másik irányú polarizált fényt totális reflexióval szűri ki. A 4.2. (b) ábra mutatja (felülről) a két optikai tengelyt, amelyek párhuzamosak az ábra síkjával és köztük egy légrés van. A szögek úgy vannak beállítva, hogy csak az egyik polarizációs állapotra történjék a határon teljes visszaverődés, a másik átmenjen.



4.2. ábra: (a) Egy Glan–Taylor prizma polarizátorként (analiztorként) és (b) a szerkezete.

A polarizátorok (analizátorok) jóságát az ún. extinkciós (kioltási) arány jellemzi, és úgy definiáljuk, hogy két ugyanolyan polarizátor mögött mérhető intenzitás aránya, amikor a két polarizátor egyszer ugyanazt a polarizációs irányt engedi át ill. amikor a második el van forgatva 90 fokkal, vagyis amikor a második éppen kioltja az első által átengedett lineárisan polarizált fényt. Egy Glan–Taylor kalcit prizma nagyjából 10^5 jósági tényezőjű a 0,21–5 mikronos hullámhossz-tartományban.

A 4.3. ábra mutatja az ún. (a) Glan–Thompson és (b) Rochon prizma szerkezetét. A Glan–Thompson prizma hasonlít a Glan–Taylor prizmához, az optikai tengelyek másképp vannak és légrés helyett optikai ragasztó van benne.

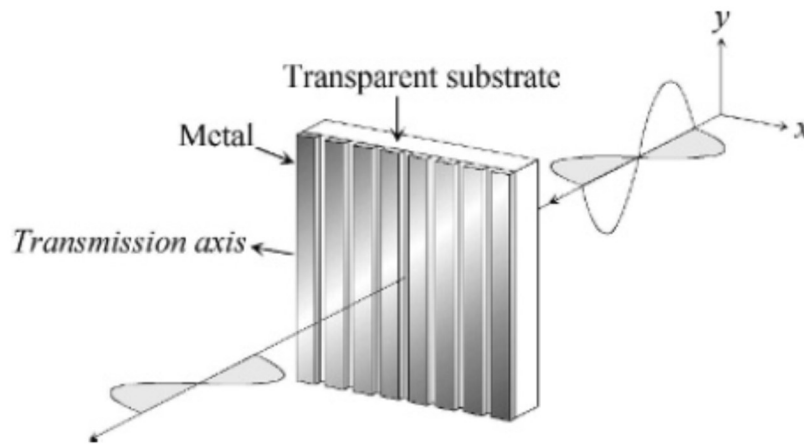


4.3. ábra: (a) egy Glan–Thompson prizma és (b) egy Rochon prizma polarizátorként (analizátorként).

A Rochon prizmában kvarcot és MgF₂-t szoktak használni. Ahogy a 4.3. (b) ábrán látható, a Rochon prizma két, egymáshoz képest merőlegesre állított optikai tengelyű prizmából áll. Az ábrával merőleges irányban rezgő fény (E_o) akadálytalanul átmegy a határon, mivel azonos törésmutatót érez. A másik irányban rezgő fény viszont eltérül, mivel a két oldalon más törésmutatót érez. A fő előnye a Rochon prizmának, hogy az átmenő fény nem térül el, amikor a prizmát megforgatják a tengelye körül, mivel ez a fény teljesen tengelyben halad. Ez különösen előnyös az ellipszometriában, ahol sokszor használnak forgó (rotating) optikai elemeket. A MgF₂-nak a legjobb az UV tartományban a karakterisztikája, amikor 190 nm-ig (kb. 6,5 eV) akarnak mérni, ilyen anyagot használnak.

Az IR-ben nem nagyon használhatóak ezek a prizmák, ott kicsi az áteresztő képességük. IR-SE-khez inkább wire-grid polarizátorokat használnak, amelyenek láthatóak a 4.4. ábrán. Az ilyen polarizátor keskeny fém-drótokat tartalmaz, amely teljesen elnyeli a vele párhuzamos E-jű hullámokat, amelyek ebben az irányban

szabadon mozgatják az elektronokat, míg a merőleges irányban alig. Ma már nagyon keskeny fém-drótokat tudnak létrehozni fejlett fotolitográfias technikával.



4.4. ábra: Egy wire-grid (drót-rácsos) polarizátor szerkezete.

Ez az optikai anizotropia a dikroizmus, amely a fényelnyelés irányítottságában mutatkozik, különbözik a kettőtöréstől, ami a törésmutató irányfüggése. A wire-grid polarizátor jósága tipikusan 10^3 .

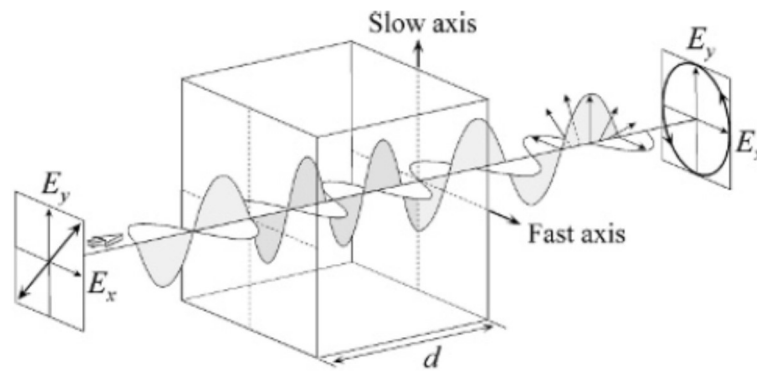
4.2 A kompenzátor (retarder)

A kompenzátort általában a polarizátor után vagy az analízator elé helyezik, hogy a lineárisan poláros fényt cirkulárisan polárossá tegye vagy fordítva. Ez az optikai elem az optikai anizotrópiát használja ki és kettősen törő kristályból készül. A 4.5. ábrán láthajuk a fény terjedését a kompenzátorban, illetve azt az esetet, amikor 45° -os lineárisan polarizált fényt cirkulárisan poláriszá alakítjuk. Mint azt korábban is megállapítottuk, a gyors tengellyel párhuzamos komponens gyorsabban terjed, mint a lassú tengellyel párhuzamos, ezért fáziskülönbség alakul ki az elektromos mező x és y irányú komponensei között. A különbséget megkapjuk a következő egyenletből:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_e - n_o| d$$

3.3 egyenlet

ahol a „d” a kompenzátor vastagságát jelöli.



4.5. ábra: A polarizációs állapot változása a kompenzátorban (retarder). Az ábrán, „ d ” a kompenzátor vastagsága. A bejövő lineárisan polarizált fény cirkulárisává válása van ábrázolva

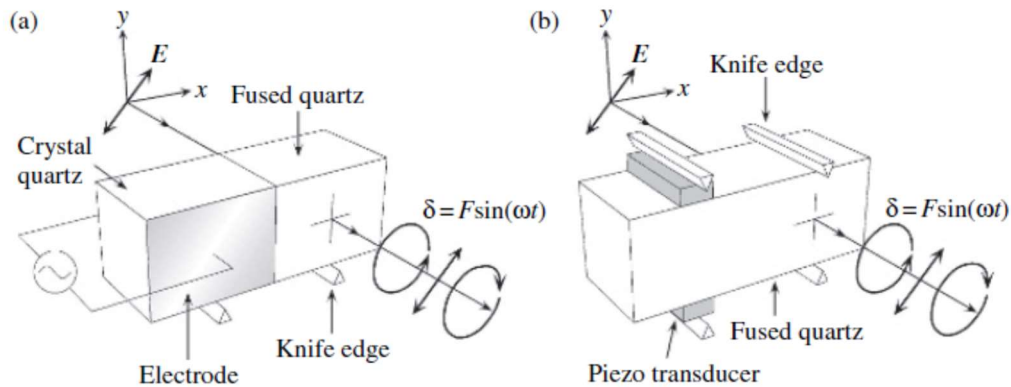
Hagyományosan, a 4.5. ábrán látható optikai elemet „retarder”-nek hívják és azt az optikai elemet amely megengedi a fázis kontrollját, az a kompenzátor. Ha a retarder-t forgatjuk az x - y síkban, akkor a relatív fázis-különbség változik és így a fázis-kontroll is lehetséges. Ebben az esetben hívjuk az eszközt forgó (rotating) kompenzátor-nak. Manapság a forgó kompenzátor (rotating compensator) egyre szélesebb körben elterjed az SE-ben, és sokszor már nincs lényeges különbség a „retarder” és a „compensator” között.

Manapság sokszor MgF₂-ot használnak (kalcit helyett), mert az UV-tartományban az a legjobb.

4.3 Fotoelasztikus modulátor

Ha feszültséget alkalmazunk egy optikai izotróp anyagra, akkor az elektron sűrűség a feszültség irányában megváltozik, így az anyag optikailag anizotróp lesz, ezt a jelenséget hívjuk fotoelasztikusságnak. Olyan kettőtörésnél, melyet fotoelasztikusság indukált a kettőtörés mértéke arányos az őt létrehozó feszültséggel és az egyik optikai tengely iránya egyezik a feszültség irányával. A fotoelasztikus modulátor egyfajta kompenzátor, ami a fotoelasztikusságon alapul. A 4.6. ábrán egy ilyen modulátor sematikus ábráját láthatjuk. Ilyen modulátort először Jaspersen készített 1969-ben, majd később ezt módosították. Manapság sok spektroszkópiai ellipszométerben megtalálható ez az optikai elem. A 4.6. ábrán látható modulátor két kvarcüveg közé ragasztott kvarckristály. Ha a piezo-átalakító sajátfrekvenciájának megfelelő 50 kHz-es feszültséget alkalmazunk a kvarckristály elektródapárján, egy periodikus feszültség kerül a 'fused quartz'-ra. Ha 45°-os lineárisan poláros fény esik a modulátorra (4.6. a

ábra), akkor a fotoelasztikus fáziskülönbséget generál az x és y irányok között, amely fáziskülönbség folyamatosan változik.



4.6. ábra. Egy fotoelasztikus modulátor vázlati rajza. Az ábra „a” részén a legeszlőszőr kifejlesztett, míg a „b” részén ennek módosított változata látható. [14]

$$\delta = F \sin(\omega t)$$

3.4 egyenlet

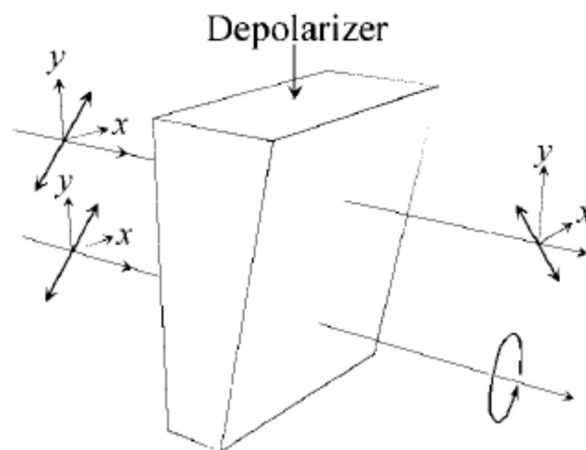
A 3.4-es egyenletben ω a körfrekvencia, F a fázis-amplitúdó, ami arányos a V/λ -val, ahol V az alkalmazott feszültség, λ pedig a beeső fény hullámhossza.

Ennek megfelelően ahhoz, hogy δ fáziskülönbség állandó legyen minden hullámhosszra, a feszültséget változtatni kell. A 4.6. b ábrán látható fotoelasztikus modulátorban egy piezo-kristály pár csatlakozik egy kvarc-kristályhoz, így a struktúra eléggé egyszerű, összehasonlítva a 4.6. a ábrán láthatóéval. Egy átalakító egység a kvarckristályra viszi át a feszültséget, míg egy másik a kialakult feszültséget monitorozza. A feszültség hatására kialakuló fáziskülönbséget a 3.4 egyenlet leírja, a rezonancia frekvencia szintén 50 Khz körül van. Fontos, hogy mindkét modulátortípus rendkívül érzékeny a hőmérséklet változására, ezért csak pontosan temperált körülmények között perczek.

4.4 A depolarizátor

A depolarizátorok segítségével alakíthatjuk át a polarizált fényt nem-polarizáltá, azaz depolarizáltá. Spektroszkópiai ellipszometriában a méréshez használt fényforrás nem minden esetben tökéletesen polarizálatlan (azaz a forrás polarizált), illetve az alkalmazott optikai rácsok reflexiós tényezője is polarizációfüggő. Ilyenkor depolarizátorokat használhatunk, hogy megszüntessük a maradék polarizációt, vagy a

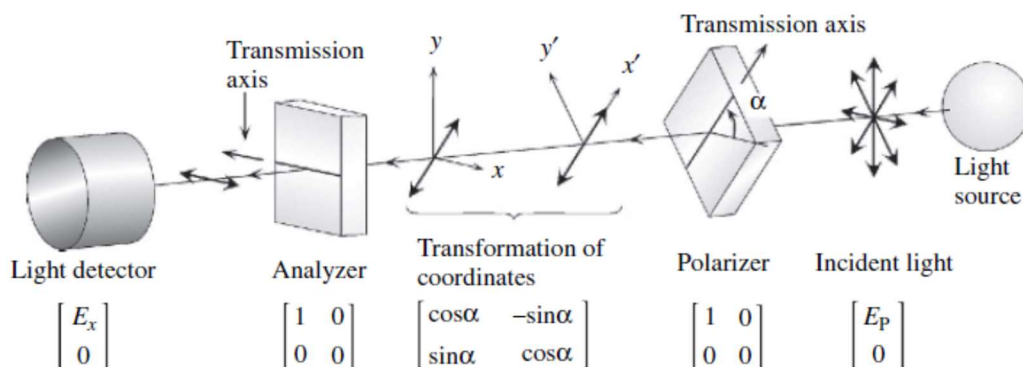
polarizáció-függés okozta problémákat [5]. A depolarizátorokat a fényforrás után, vagy a spektrográf elé kell installálni, hogy megfelelően működjenek. A 3.10 ábrán egy kettőtörő kristályból készült depolarizátort láthatunk. Ez egy ék alakú test és amint a fény áthalad az egyre változó vastagságú testen egyre más lesz a fáziskülönbség a kettőtörés miatt, emiatt pedig a depolarizátor tulajdonképp egy folyamatosan változó fáziskülönbséget generál amint a fény keresztülhalad rajta. Eredményképp a kijutó fény depolarizált lesz. Egy másik típusú depolarizátor a Cornu-prizma, amiben optikailag aktív kvarckristályt alkalmaznak.



4.7. ábra Egy depolarizátor szerkezete.

4.5 Jones mátrix

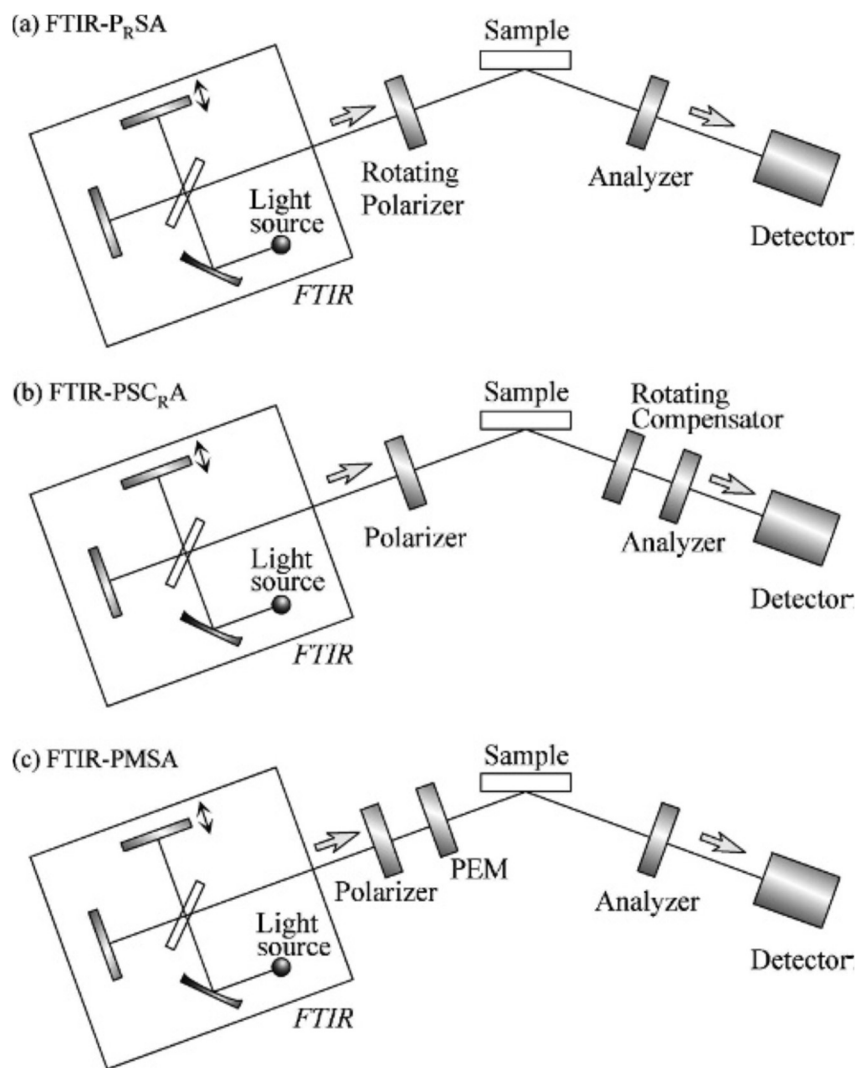
A Jones mártix az optikai mérések matematikai leírására szolgál, segítségével leírhatjuk a polarizált fény terjedését mátrix formalizmussal sok optikai elem esetén is. Az ellipszometriában is ezt a formalizmust használjuk a mérések, illetve a polarizációs állapotok matematikai leírására.



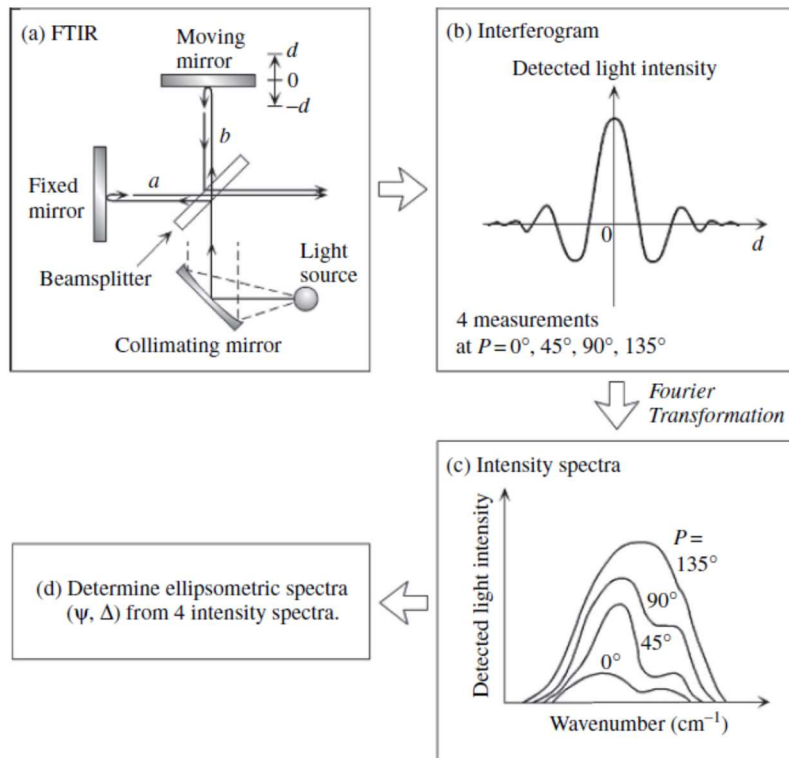
4.8. ábra: Egy optikai berendezés Jones mátrixos representációja. Ez az optikai berendezés fényforrást/polarizátort/analizátort/fény detektort tartalmaz.

4.6 Infravörös spektro-ellipszometria

Infravörös ellipszometriával leírható a szabad töltéshordozók abszorpciója és számos infravörös rezgés, ideértve a különböző fononmódusokat (LO, TO-fononmódusok) és lokális rezgésmódusokat. A 80-as évek elejéig az infravörös méréseket infravörös fényforrás és monokromátor segítségével végezték. 1981-ben Röseler írt először Fourier-transzformációs spektrométerről (FTIR), mint fényforrásról. Maga a műszer forgó polarizátoros üzemmódban működött (lásd 4.9.a ábra) és később módosították kompenzátoros RAE ellipszométre. Ezek együttesen vezettek az FTIR-PSAR és FTIR-PSCRA típusú műszerek kifejlesztéséhez, lásd 4.9.b ábra. 1986-ban Graf és társai kidolgozták a FTIR-PME módszert. Ennek a műszernek az optikai elrendezését a 4.12c ábrán láthatjuk, melynek kalibrációját Carillas és társai dolgozták ki 1993-ban. Ezt a PME típusú műszert már használták valós idejű spektroszkópiai mérésekre is. Ezekben a műszerekben wire-grid polarizátorokat és transzmissziós, illetve reflexiós kompenzátorokat használtak.



4.9. ábra: Infravörös ellipszometerek optikai elrendezései: (a) forgó polarizátoros ellipszométer, (b) forgó kompenzátoros ellipszométer, (c) fázismodulációs ellipszométer. A fényforrás minden esetben egy Fourier-transzformációs, infravörös spektrométer.



4.10. ábra: Az infravörös mérési folyamat az FTIR-PRSA konfigurációban (Forrás: *Thin Solid Films*, v.234, A. Röseler, 307-313, 1993)

Amint az a 4.10 a ábrán látszik, az FTIR alapvetően egy fényforrás és egy Michelson interferométer együttese, ami tartalmaz még egy nyalábosztót, egy mozgó és egy fix helyzetű tükört, a fényforrás pedig legtöbbször egy fűtött SiC rúd. A fényforrásból kiinduló nyalábot a nyalábosztó két különböző irányú nyalábra bontja és a nyalábok a tükrökről visszaverődve újraegyesülnek a nyalábosztó után. A 4.10. ábrán jelölje 'a' és 'b' a távolságokat a nyalábosztó és a fix, illetve a mozgó tükör között. A reflektált hullámok között interferencia lép fel, ha a fáziskülönbség a két nyaláb között $\delta = 2\pi x/\lambda$, ahol x az optikai út különbség. Ennek megfelelően az interferométerből kijövő fény intenzitása (I) arányos $\cos(4\pi d/\lambda)$ -val. Általában a fényintenzitást a 'd' függvényeként mérik.

Tegyük föl, hogy az interferométerbe széles spektrumú fehér fény lép be. Ha a két tükör távolságának különbsége $d=0$, akkor konstruktív interferencia lép fel minden hullámhosszra, mivel $a=b$ és az interferométerből kijövő fény intenzitása nagy, amint az a 4.10. b ábrán is látszik. A 'd' növekedésével destruktív interferencia lép fel, mivel a fény intenzitása a 'd' pozícióban a hullámhosszal változik, és ennek eredményeképpen az intenzitás a 'd' növekedésével fokozatosan változik. Ebből világos, hogy az interferogram minden hullámhossz járulékát tartalmazza. FTIR spektroszkópiában a fényintenzitás spektrumot az interferogramból Fourier-transzformációval állítjuk elő. Az FTIR-PRSA, illetve néhány FTIR mérést különböző polarizátor szögállás mellett végeznek el, lásd

4.10. c ábra. Ha a különböző szögállások melletti fényintenzitások ismertek, a Stokes paraméterek közvetlenül számolhatóak.

	S_0	S_1	S_2	S_3
Light intensity	$I_x + I_y$	$I_x - I_y$	$I_{+45^\circ} - I_{-45^\circ}$	$I_R - I_L$
Electric field A	$E_x E_x^* + E_y E_y^*$	$E_x E_x^* - E_y E_y^*$	$E_x E_y^* + E_x^* E_y$	$i(E_x E_y^* - E_x^* E_y)$
Electric field B	$E_x E_x^* + E_y E_y^*$	$E_x E_x^* - E_y E_y^*$	$2\text{Re}(E_x^* E_y)$	$2\text{Im}(E_x^* E_y)$
Electric field C	$E_{x0}^2 + E_{y0}^2$	$E_{x0}^2 - E_{y0}^2$	$2E_{x0} E_{y0} \cos \Delta$	$-2E_{x0} E_{y0} \sin \Delta$
(ε, θ) system	1	$\cos 2\varepsilon \cos 2\theta$	$\cos 2\varepsilon \sin 2\theta$	$\sin 2\varepsilon$
(ψ, Δ) system	1	$-\cos 2\psi$	$\sin 2\psi \cos \Delta$	$-\sin 2\psi \sin \Delta$

4.1. táblázat A Stokes paraméterek (S_{0-3})

$$\frac{S_1}{S_0} = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} = -\cos 2\psi \quad \text{Egyenlet 4.47a}$$

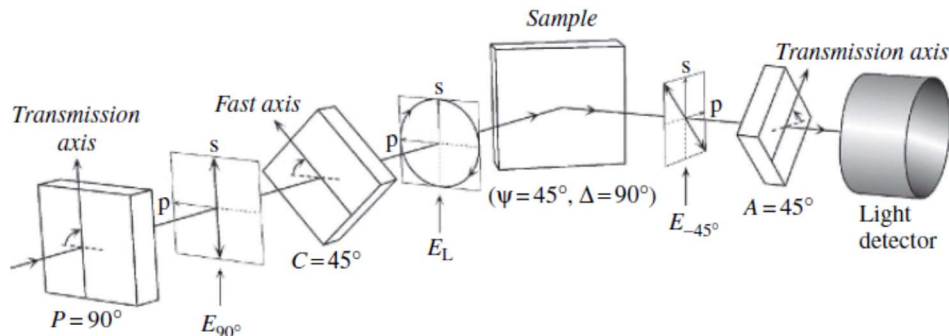
$$\frac{S_2}{S_0} = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} = \sin 2\psi \cos \Delta \quad \text{Egyenlet 4.47b}$$

Fontos megjegyezni, hogy az $I_{-45} = I_{135}$, mivel P=-45 és 135 ugyanazt jelentik. A 4.47-es egyenletekből látszik, hogy a Ψ és Δ értékek számolhatóak a S_{0-2} Stokes paraméterekből. Mint azt korábban már említettük az S_3 Stokes paraméter nem számolható a PRSA konfigurációban épített műszer méréséből. A mérési folyamat FTIR-PSCRA konfigurációban alapvetően ugyanez, az ilyen műszerekben is különböző kompenzátor és polarizátor szögállás mellett mérik meg az intenzitás spektrumot.

4.7 Null ellipszometria és képalkotó ellipszometria

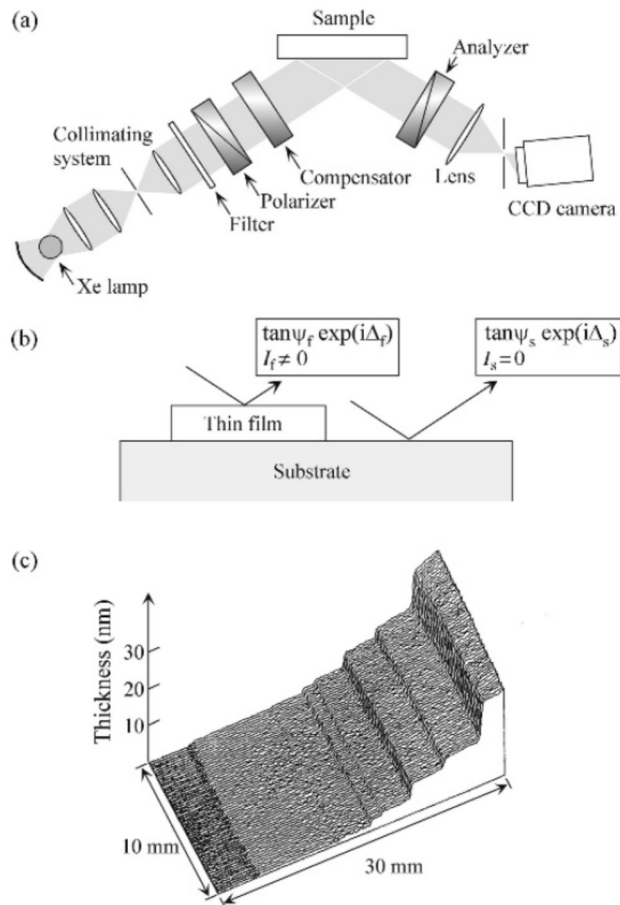
Történetileg a null ellipszometria volt az alapja az első ellipszométernek, amit Drude fejlesztett ki. Ennek a mérési elve különbözik a korábban leírtaktól. Egy mérési példát láthatunk a 4.11. ábrán null ellipszometriával. A null ellipszométer optikai elrendezése megfelel egy RCE műszernek. Itt a polarizátor és az analizátor forog, emiatt az intenzitás 0-vá válik és a Ψ , illetve Δ értékek a polarizátor és analizátor szögértékétől függenek, emiatt ha szabadszemmel megbecsüljük az intenzitást elektromos felszerelés

nélkül kivitelezhető egy mérés. Emiatt tudott Drude használható ellipszometriát építeni 100 évvel ezelőtt.



4.11. ábra Mérési folyamat sematikus ábrája null ellipszometriában. Ezen a képen a $\Psi=45^\circ$ és $\Delta=90^\circ$. Ebben a mérésben a detektált fény 0.

Ez a null metódus alkalmazható képalkotó (imaging) ellipszometriára is. A fenti ábrán látható eljárást használták képalkotó ellipszometriában is, mely lehetővé tette 2 dimenziós felület egyidejű vizsgálatát is [5-7]. A 4.12. ábra egy képalkotó ellipszométer vázlatát mutatja PCSA elrendezésben. Itt egy párhuzamos nyaláb világítja meg a mintát, és a felületről reflektált intenzitást egy CCD kamera rögzíti. A kívánt hullámhosszak optikai szűrők segítségével választhatók ki, a CCD kamera pedig enyhén döntött, hogy a legélesebb képet kapjuk. A 4.12. b ábrán a képalkotó mérés elvét láthatjuk. Vegyünk például egy fénynyaláb által megvilágított felületet, mely részben vékony réteggel fedett. A reflektált fény polarizációs állapotát a $\tan(\Psi_f)\exp(i\Delta_f)$ és a $\tan(\Psi_s)\exp(i\Delta_s)$ egyenletek írják le. A polarizátor és analízator megfelelő beállításával (Ψ_s , Δ_s) elérhető, hogy a hordozóról reflektált intenzitás éppen nulla legyen, azonban a vékony rétegről reflektált intenzitás nem nulla $I_f \neq 0$, mert a polarizációs állapotok különböznek. A vékonyréteg vastagságával a Ψ és Δ értékek jelentősen megváltoznak. Ennek megfelelően numerikus szimulációk segítségével és filmvastagság kalibrációval a detektált intenzitás vastagságnak feleltethető meg. Más szóval az ilyen típusú képalkotó ellipszometriában a vastagságváltozást intenzitásváltozásként mérjük. Ha a réteg nagyon vékony (<5 nm), akkor vastagsága a mért intenzitásból közvetlenül becsülhető az $I_f = I_0 d^2$ összefüggéssel, ahol d a film vastagsága. Ha a hagyományos null ellipszometriát alkalmazzuk, akkor a vékonyréteg komplex törésmutatója is számolható. A 4.12. c ábrán egy képalkotó ellipszométerrel mért lépcsős struktúrát láthatunk. Itt a lépcsők szilícium hordozón SiO_2 -ből állnak. A vastagság 1-25 nm-ig változik.



4.12. ábra (a) képkalkotó ellipszométer sematikus vázolata PCSA elrendezésben, (b) fény reflexiója részben vékony réteggel fedett hordozóról, (c) lépcsős SiO₂ struktúra [15]

Képkalkotó ellipszométerekkel manapság elérhető az 1 mikronos laterális felbontás.

A képkalkotó ellipszometria előnyei az 1.2 táblázatban vannak összefoglalva. Ez a technika sokkal gyorsabb a hagyományos szkennelő térképezésnél, ezért gyakran használják pl. DNS-chipek vizsgálatára. Több képkalkotó forgó analizátoros műszert fejlesztettek ki, ezekkel a Ψ és Δ képeit rögzítik. Továbbá többszínű képkalkotó ellipszométerek is léteznek, melyek három különböző hullámhosszon rögzítik az intenzitásokat.

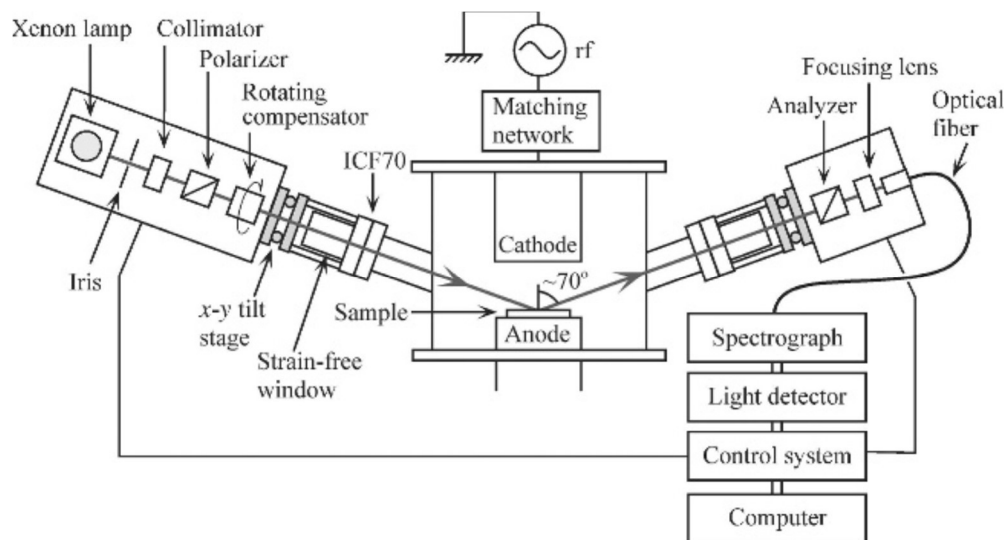
4.8 Ellipszométeres berendezések

Általánosságban elmondható, hogy az ellipszométerek, érzékeny műszerek, és a megfelelően pontos méréshez pontos kalibráció és hibakorrekció szükséges. A

következőekben az ellipszométerek installációjáról, a Fourier analízisről és különböző korrekciós eljárásokról lesz szó.

4.8.1 Ellipszométerek installációja

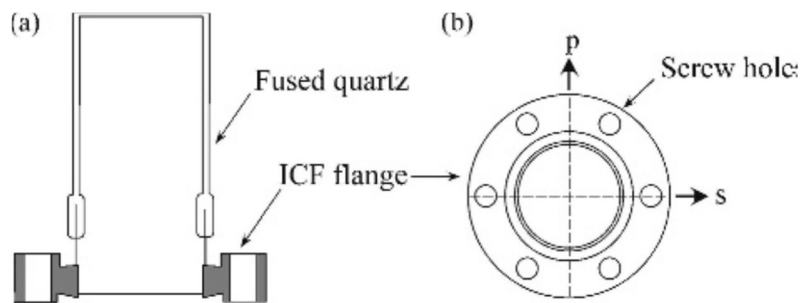
A 4.13. ábrán egy vákuum kamrára installált, RCE típusú spektroszkópai ellipszométert láthatunk. Egy korszerű ellipszométerben a fényforrást elé egy írisz optikát helyeznek, hogy pontszerű legyen fényforrás, és az írisz elé helyezett kollimátorlencse párhuzamosítja a forrásból érkező nyalábot. Az alap optikai elrendezést a 4.12. ábrán láthatjuk, de optikai szál is használhat fényforrásként, amint az a 4.13. ábrán is látszik. Az ellipszométer optikai elemeit általában komputerrel vezéreljük és enkóderekkel ellenőrizzük a pozíciójukat [14].



4.13. ábra Vákuumkamrára installált spektroszkópai ellipszométer vázlatja

Ellipszometriában a beeső nyaláb szöge általában a Brewster-szög közelében van, de az ellipszométereknél ez a szög állítható, azonban kamrára szerelt műszereknél a geometriai kényszerek ezt nem vagy alig teszik lehetővé. Ezért a kereskedelemben kapható ellipszométer optikai elemei blokkokba szerelve és a kamrához rögzítettek. Amint a 4.13. ábrán látható, ha a polarizátor és analízátor kar dönthető, akkor az optikai asztal maga lehet a mintatartó. Mindazonáltal valós idejű méréseknél a mintapozíció kis változása a nyalábnál nagy eltéréseket okozhat, mert az optikai úthosszak meglehetősen nagyok (1-2 méter), így abban az esetben, ha nincs külön mintatartó a mintapozícióra különös figyelemmel kell lenni. A nyaláb átmérője tipikusan 5 mm körüli, ezért a minta

általában nagyobb, illetve nem szabad elfelejteni, hogy a növekvő beesési szöggel nő a foltméret is.



4.14. ábra: Vákuumkamra betekintő ablak

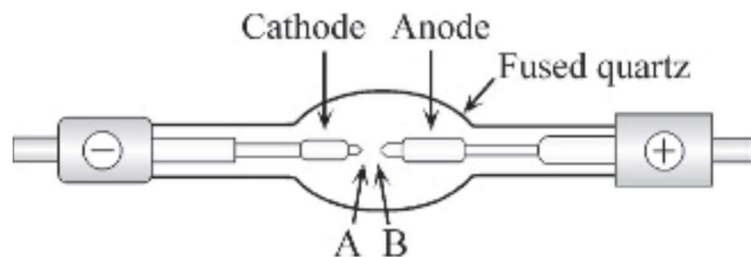
Az ellipszometriai rendszerek installációjában a legnehezebb feladat az optikai ablakok beépítése. Ha a 4.14. ábrán látható ablak üvegében stressz marad vagy keletkezik, ez fáziskülönbséget generál a fotoelastikus hatás miatt, ami komoly befolyással lesz a mérésre. Ezért stresszmentes ablakokat kell használni, és kerülni kell az unaxiális feszültség keletkezését is. A 4.14. b ábrán látható nyilak jelölik a p és s polarizációs irányokat. Ha a rögzítőcsavarokat csak az s polarizációs irányban húzzuk meg, akkor a s és p állapot között stressz által keltett fáziskülönbség mérési hibát okoz azzal, hogy a az ablak által generált fáziskülönbség közvetlenül hozzáadódik a méréshez. Ez a stressz által generált fáziskülönbség akár 5 angström vastagság-eltolódást is okozhat.

Az ablakok által okozott hibát standard minták mérésével küszöbölhetjük ki, például kristályos szilícium hordozón növesztett termális oxid. Ilyenkor ablak nélküli és ablakkal együtt történő mérést is végezni kell. Ügyelni kell, hogy az ablak erősen rögzítve legyen, elkerülendő az esetleges elmozdulását. Ha a mért Δ -ban eltérést tapasztalunk, akkor a feszítőcsavarokkal s és p irányban jusztírozni kell. Két ablak esetén kétszer kell elvégezni. Amennyiben nem sikerül maradéktalanul megszüntetni a visszamaradó feszültséget az ablakban, úgy külső eszköz alkalmazásával kell próbálkozni. Másrészről a rétegnövesztés közben az ablak belső oldalára is kerülhet az anyagból, ez szintén újabb eltolódásokhoz vezethet, továbbá, ha az ablak belső oldalára került réteg anizotróp, a (Ψ, Δ) spektrum szintén megváltozik. Ezek az effektusok közvetett módon és a leghatékonyabban inert gáz segítségével akadályozhatóak meg.

Az optikai illesztést szembefordított karokkal érdemes végezni. Ilyenkor az optikai elemek tengelyei egybeesnek a nyaláb tengelyével, amit egy He-Ne lézer biztosít. Ebben az esetben a minta nélkül mért $\Psi=45^\circ$ és $\Delta=0^\circ$ minden hullámhosszon. Ennek a mérésnek a segítségével meggyőződhetünk a műszer helyes működéséről, jóllehet a

lézer alkalmazása egy kereskedelemben kapható műszer esetén nehézkes. Ilyen esetekben az optikát gyakran előre beállítják, így a jel/zaj viszony maximalizált. Itt fontos megjegyezni, hogy ellipszometriában a jel/zaj viszony nagyon érzékeny az optika beállítására, és már csekély mértékű deviancia is nagy zajt tud generálni, ezért különösen fontos a precíz beállítás.

Szintén kiemelten fontos a fényforrás megfelelő beállítása. Spektroszkópiai ellipszométrekben leggyakrabban Xenon lámpát használnak az UV/Látható tartományra. Egy ilyen lámpát láthatunk a 4.15. ábrán. Ezek a lámpák két elektródot tartalmaznak, egy anódot és egy katódot. Jellemző ezekre a fényforrásokra, hogy az intenzitás eltér a spektrum két szélén, ezért az optikai beállításoknál ezt figyelembe kell venni, továbbá a az intenzitás drámai csökkenése miatt az UV régióban ez a hatás fokozottabb. A mély UV tartomány vizsgálatára a xenon lámpát kombinálják egy deutérium lámpával.

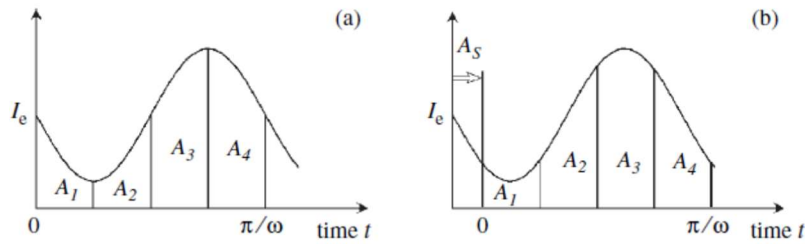


4.15. ábra Egy Xenon lámpa sematikus vázlatja.

4.8.2 Fourier analízis

Ellipszometriában a Stokes paramétereket normalizált Fourier együtthatóként mérjük. A következőkben az RAE és RCE módokban alkalmazott Fourier analízisről lesz szó. A 4.16. ábra a Fourier módszer alkalmazását mutatja. A diagramokon a fényintenzitást I_e láthatjuk a mérési idő függvényében. Egy ciklus ideje π/ω -val arányos, ahol ω a forgó analizátor szögsebessége.

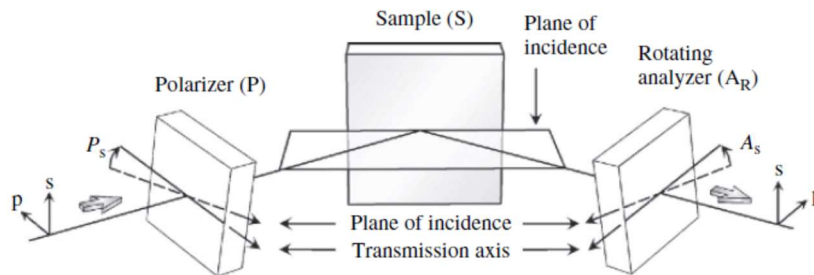
Azoknál az ellipszométreknél, amelyek fotoelektron sokszorozót használnak körbefordulásonként kb. 40 pontban történik intenzitásmérés. Valós idejű méréseknél pedig az integrált I_e értékekből számolják a Fourier együtthatókat. Ezzel a módszerrel növelhető a mérés jel/zaj viszonya. A 4.16. ábrán már láttuk, hogy a RAE mérésekből három mennyiséget kaphatunk (I_0 , α , β).



4.16. ábra: Fény-intenzitás mérése (a) $A_s=0^\circ$, (b) $A_s \neq 0^\circ$.

4.8.3 Optikai elemek kalibrációja

A null kalibráció az optikai elemek beállítását jelenti az s és p polarizációs síkokhoz. Ha a null pozíció nem pontos, az mérési hibához vezet. Ezért a forgó optikai elemek forgási null pozícióját pontosan be kell mérni ill. állítani. Egy RAE műszer mérési elrendezését láthatjuk, a 4.17. ábrán. Ellipszometriában általában a beesési síkot választják 0° pozíciónak. Ha most fölteszük, hogy a polarizátor szöge (P) eltér a beesési síktól (P_s), amint a 4.17. ábrán is látszik, a P- P_s megadja a polarizátor pontos szögét. Ehhez hasonlóan, ha a forgó analizátor szöge ($A=\omega t$) eltér A_s -től, akkor a pontos analizátor szögét a $\omega t - A_s$ -ből kapjuk.



4.17. ábra: RAE műszer optikai elrendezése, ezen az ábrán a polarizátor 0° -os pozíciója eltér a beesési síktól.

Mivel fotodióda sornál az A_s minden pixelnél más, ezért A_s matematikailag korrigálható. Ha a forgó analizátor szöge eltér A_s -től, akkor az intenzitás a következőképpen számolható:

$$I_1(t) = I_0[1 + \eta\alpha \cos 2(\omega t - A_s) + \eta\beta \sin 2(\omega t - A_s)] \quad 4.58 \text{ egyenlet.}$$

ahol η a detektor korrekciós együtthatója. A 4.58 egyenletből megkaphatjuk a következő összefüggést a mért (α' , β') és az elméleti (α , β) értékek között:

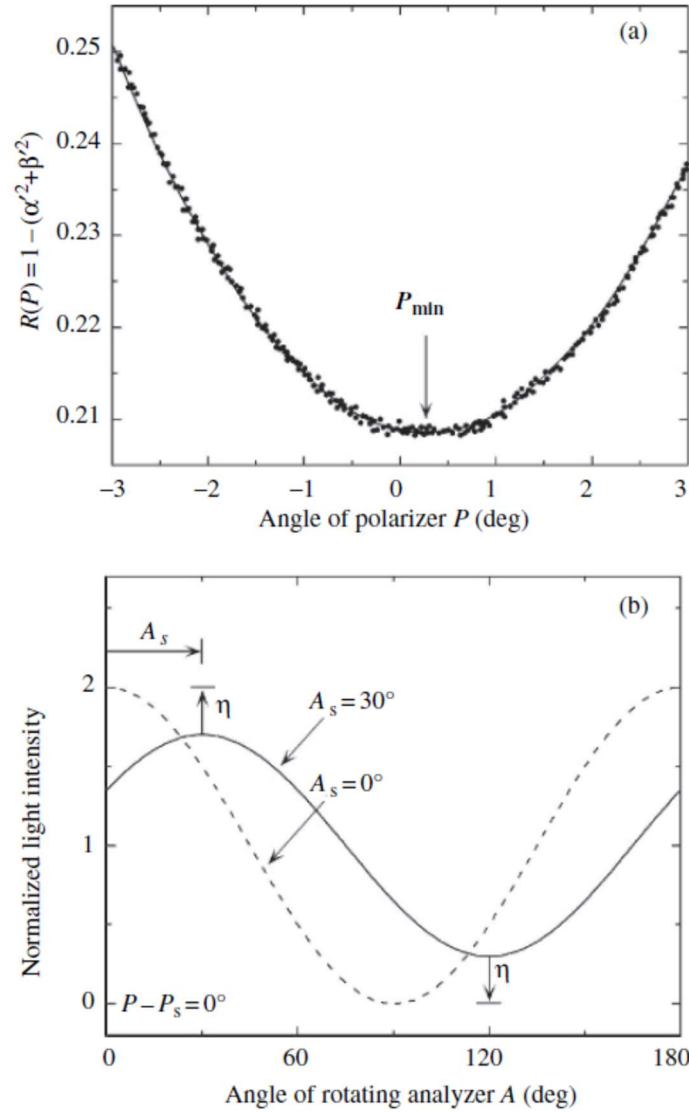
$$\begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{bmatrix} = \eta \begin{bmatrix} \cos 2A_s & -\sin 2A_s \\ \sin 2A_s & \cos 2A_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} \quad 4.59 \text{ egyenlet.}$$

Ha a mért értékekből becsüljük az α , β párt, akkor azt a következő egyenlettel tehetjük meg:

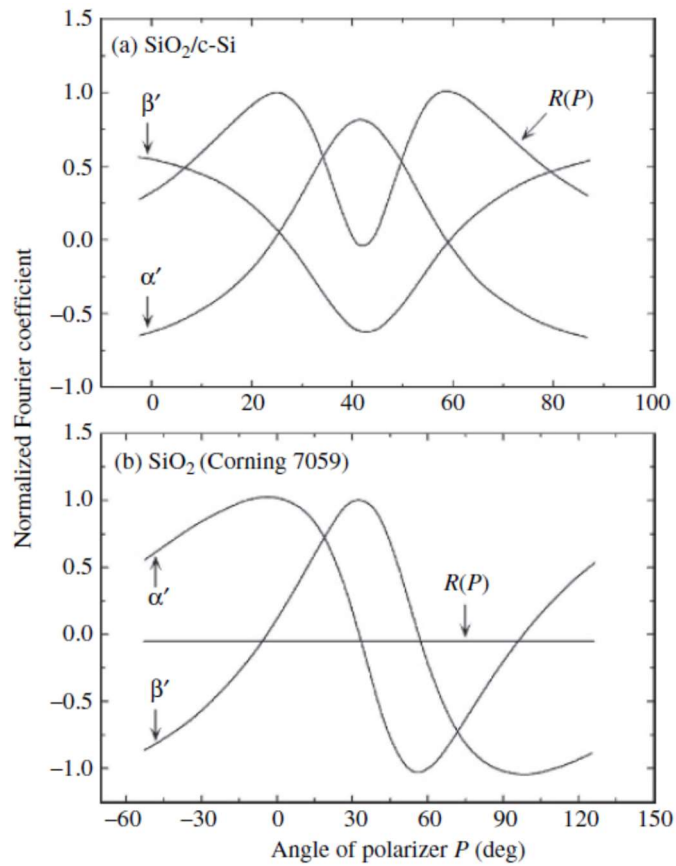
$$\begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \frac{1}{\eta} \begin{bmatrix} \cos 2A_s & \sin 2A_s \\ -\sin 2A_s & \cos 2A_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha' \\ \beta' \end{bmatrix} \quad 4.60 \text{ egyenlet.}$$

Így, ha A_s és η ismertek az α , β értékpár megkapható az α' , β' -ből.

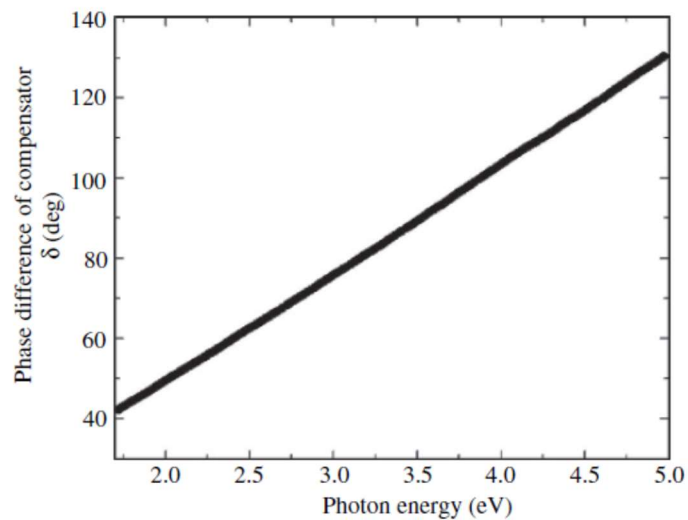
Ha a mintánk abszorpciót mutat ($k > 0$), akkor a P_s , A_s , η értékei megkaphatóak az ún. reziduál-kalibrációval. Ha a minta abszorpciója nem nulla, a reflektált fény elliptikusan vagy cirkulárisan polárossá válik. Reziduál-kalibrációban ezt használják ki a P_s meghatározására. Ha a polarizátor szöge pontosan nullára van állítva, akkor az s polarizációs állapot nulla és csak p polarizációs állapotú fény világítja meg a mintát, ebből következően lineárisan polárossá válik. Ha a polarizátor szöge nem nulla, akkor az s állapot jelenléte miatt elliptikusan vagy cirkulárisan poláros lesz.



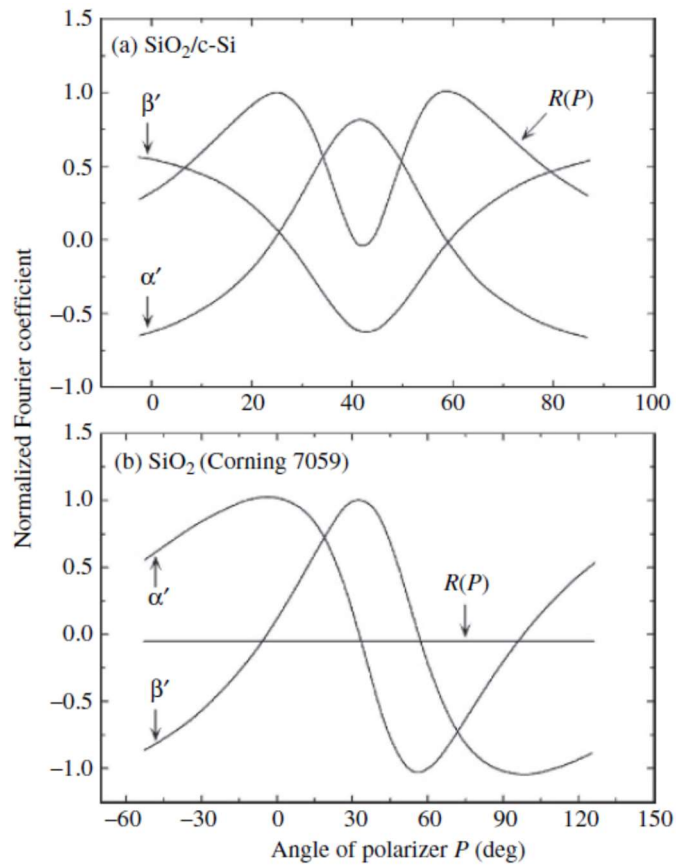
4.18. ábra: (a) a reziduál függvény $R(P)$ mért értéke, mint a polarizátor szögének (P) függvénye, (b) normalizált intenzitás, mint az analízátor szögének függvénye. A pontozott vonal az $A_s = 0^\circ$, a folytonos vonal az $A_s = 30^\circ$ esetét jelöli. [16]



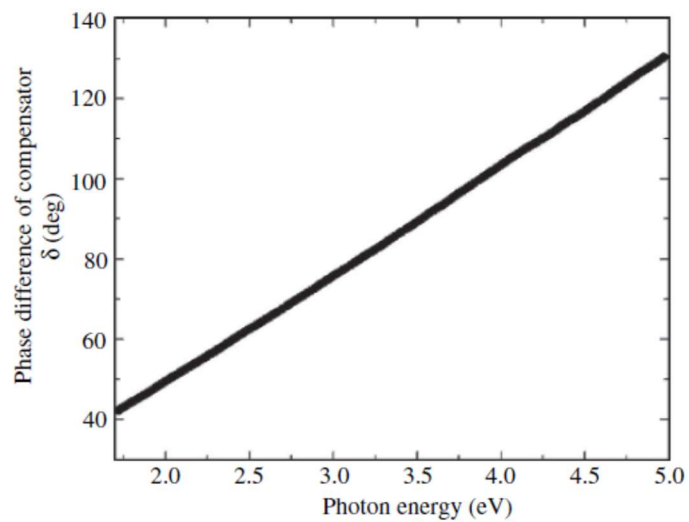
4.19. ábra: Mérés és analízis regressziós kalibrációban: (a) egy 250 nm-es SiO₂ réteg kristályos hordozón és (b) SiO₂ hordozó. [17]



4.20. ábra MgF₂ kompensátornál fellépő fáziskülönbség a fotonenergia függvényében. [18]



4.21. ábra: Mérés és analízis regressziós kalibrációban: (a) egy 250 nm-es SiO_2 réteg kristályos hordozón és (b) SiO_2 hordozó. [19]



4.22. ábra: MgF2 kompensátornál fellépő fáziskülönbség a fotonenergia függvényében. [20]

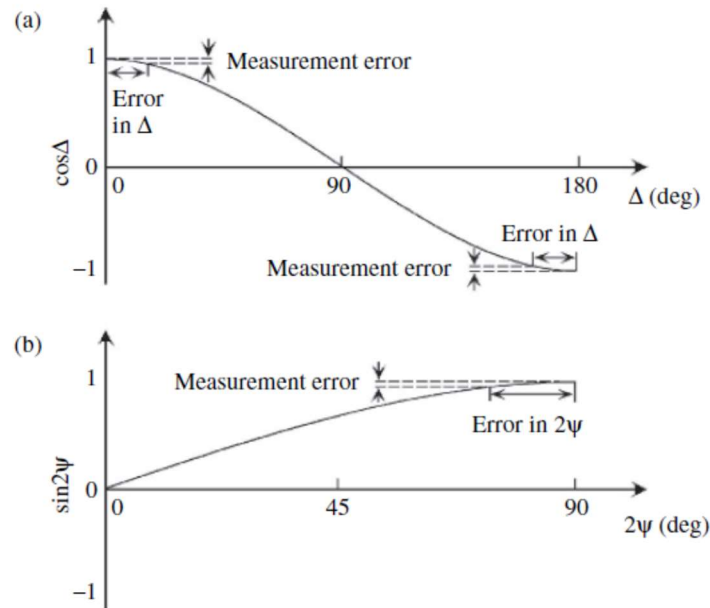
4.9 Pontosság és hibamérés

A következőkben az ellipszométerek pontosságáról, mérési hibáiról, a rétegvastagság és törésmutató mérésének korlátairól illetve a minta depolarizációs hatásairól lesz szó. Ezek megértése alapvető fontosságú a mérések helyes kiértékeléséhez. Fontos kiemelni azt is, hogy a pontosság és hiba nem csak az ellipszométer típusától függ, hanem a minta struktúrájától is, depolarizációs hatásától is. Ilyen esetekben különös gonddal kell elvégezni a kiértékelést.

4.9.1 A pontosság változása és hibamérés

Néhány ellipszométer típusnál a mérési hiba bizonyos mérési tartományokban drasztikusan megváltozhat/megnőhet. Például RAE üzemmódban ha a Δ 0° vagy 180° közelében van a mérési hiba megnő. Ez a növekedés a $\cos(\Delta)$ és Δ közötti kapcsolattal. Mint korábban említettem, RAE módban az S_3 Stokes paraméter nem mérhető és csak $\cos(\Delta)$ kapható meg a mérésből Δ helyett a normalizált Fourier koefficiensekből. Ilyenkor a Δ -t természetesen a $\cos(\Delta)$ -ból számoljuk és mivel $\cos(\Delta)$ a Δ -nak nem lineáris függvénye a hiba a $\cos(\Delta)$ abszolút értékével változik. a 4.23. ábrán láthatjuk, hogy egy kis $\cos(\Delta)$ mérési hiba Δ -nál nagy hibához vezet, amikor $|\cos(\Delta)| = 1$, azaz Δ 0° vagy 180° közelében van, míg a mérés érzékenysége inkább lineáris, amikor $\cos(\Delta) = 0^\circ$, azaz $\Delta = 90^\circ$. Ez az oka annak, hogy RAE módban $\Delta = 90^\circ$ közelében minimális, $\Delta = 0^\circ/180^\circ$ közelében maximális a hiba.

PME üzemmódban is bizonyos régiókban növekszik meg a hiba. Például, ha $M=0^\circ$ - nál megmérjük az S_2 és S_3 Stokes paramétereiket. Ebben az esetben csak $\sin(2\Psi)$ mérhető közvetlenül Ψ helyett, emiatt, ha $\Psi=45^\circ$ ($2\Psi=90^\circ$) a hiba megnő (lásd. 4.23 b ábra).



4.23. ábra: Mérési hibák alakulása a jellemző tartományokban: (a) $\cos(\Delta)$ és (b) $\sin(2\Psi)$.

Habár PME üzemmódban két méréssel meghatározható az összes Stokes paraméter, valós idejű méréseknél ez nem preferált a rendelkezésre álló idő limitáltsága miatt. Kompenzátoros RAE mérésnél szintén csak két mérésekből határozhatóak meg a Stokes paraméterek, így a probléma ugyanaz.

A fenti egyenletek a következőkből származtathatóak: elsőként határozzuk meg a Jacobi mátrixot $\partial(\alpha,\beta)/\partial(\Psi,\Delta)$, ezután a Jacobi mátrix inverziós mátrixából határozzuk meg a $\partial(\Psi,\Delta)/\partial(\alpha,\beta)$, ezt követően pedig a mátrix kifejtésével megkapjuk az alábbi egyenletet:

$$\delta\Psi = -\frac{(1 - \cos 2P \cos 2\Psi)^2}{2 \sin^2 2P \sin 2\Psi} \delta\alpha \quad 4.65 \text{ a egyenlet}$$

$$\delta\Delta = -\frac{\cos \Delta (\cos 2P - \cos 2\Psi)(1 - \cos 2P \cos 2\Psi)}{\sin^2 2P \sin \Delta \sin^2 2\Psi} \delta\alpha - \frac{(1 - \cos 2P \cos 2\Psi)}{\sin 2P \sin \Delta \sin 2\Psi} \delta\beta \quad 4.65 \text{ b egyenlet}$$

A 4.65 b egyenlet nevezőjéből látszik, hogy a $\sin(\Delta)$ csökkenésével a $\delta\Delta$ drámaian megnő $\Delta=0^\circ$ és $\pm 180^\circ$ közelében. Másfelől ha a reflektált fény cirkulárisan poláros a $\delta\alpha$ és $\delta\beta$ relatíve alacsony értékű lesz, mivel $\alpha=\beta=0$. Ebből látszik, hogy α -t és β -t alacsonyan tartjuk, akkor a pontosság megnő. Ezt megtehetjük úgy, hogy a polarizátor szöge P egybeesik a minta Ψ értékével így $\alpha=0$, megnövelve ezzel a mérés pontosságát. Például, ha kristályos szilíciumot mérünk, a hiba $P=30^\circ$ körül a legalacsonyabb.

Vegyünk ismét egy RAE műszert és tegyük fel, hogy $\Delta=90^\circ$ -nál a hibája minimumon van. Ha $P=\Psi=45^\circ$ behelyettesítjük a 4.65 egyenletbe és fölteszük, hogy $\partial\alpha=\partial\beta$ megkapjuk a 4.66 egyenletet.

$$\delta\psi = \delta\Delta/2 \quad 4.66 \text{ egyenlet.}$$

Látszik, hogy $\partial\Delta$ kétszer nagyobb, mint $\partial\Psi$. Ez abból fakad, hogy egy RE műszer $\cos(2\Psi)$ -t és $\sin(2\Psi)$ -t mér Ψ helyett, míg Δ helyett $\cos(\Delta)$ -t. Így a Ψ mérési hibája egy kettes faktossal kisebb 2Ψ -re. A 4.66 egyenlet a PME módban mérő műszerekre is igaz.

Az RCE üzemmódú műszerek mérési hibájának meghatározása sokkal bonyolultabb, mivel négy Fourier együtthatót kell figyelembe venni. Általánosságban a hiba az integrálási idővel négyzetesen csökken, mert nő a jel/zaj viszony, ami részben a fényforrás fluktuációból ered.

4.9.2 A film-vastagság és az abszorpciós koefficiens pontossága

Megpróbálunk becslést adni a film-vastagság és az abszorpciós koefficiens pontosságára az előzőekben leírt mérési hibák alapján. A film-vastagság pontossága azon az interferencián alapszik, amelyik a hordozó és a film határfelületén ill. a film felületén történő visszaverődés miatt következik be. Egy fáziskülönbség generálódik a két visszaverődő rész-fénynyaláb között, amely arányos a film-vastagsággal:

$$\delta d = \frac{\lambda}{4\pi N_1 \cos \theta_1} \delta\Delta \quad 4.67 \text{ egyenlet}$$

Pl. SiO₂ film, 70 fokos beesési szög esetén 0,02-os Δ hibát feltételezve ($\lambda=400$ nm esetén) a d hibájára 0,01 nm adódik. Vagyis az ellipszometria szub-atomis réteges pontosságú. Ez a pontosság azt jelenti, hogy atomi simaságú felületek esetén a felületre ráakódó ad-atomok fedettségét százalékos pontossággal lehet meghatározni. Vagy interfészek (köztes rétegek) esetén az átmeneti vastagságokat lehet ilyen pontossággal meghatározni.

Ez a képlet azt is megmutatja, hogy rövidebb hullámhosszakon nagyobb a vastagság-érzékenység.

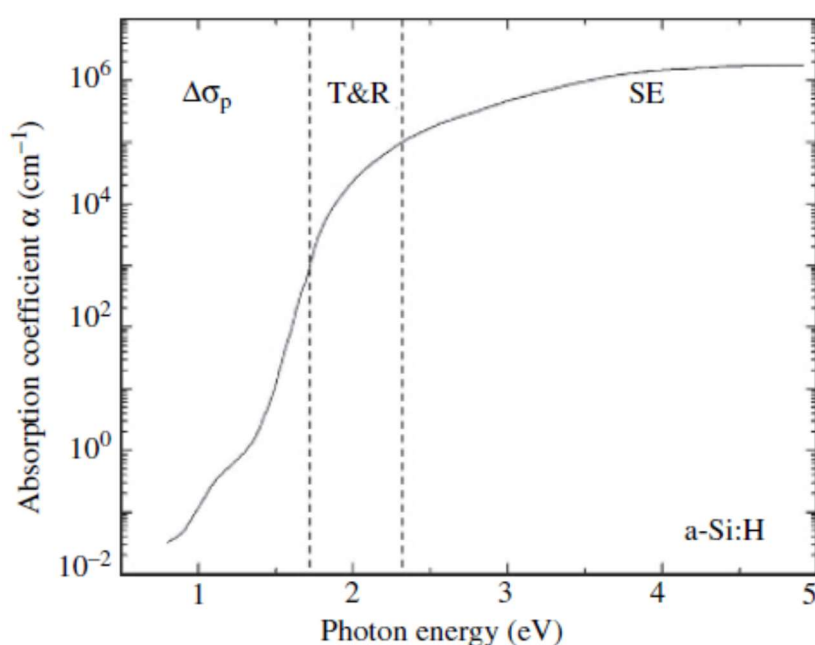
Másrészt az abszorpciós koefficiens pontosságát ez a képlet mutatja:

$$\delta\alpha = \frac{2\pi}{n\lambda} \delta\varepsilon_2$$

4.69 egyenlet

ahol $\alpha = 4\pi k/\lambda$ és $\varepsilon_2 = 2nk$, vagyis az α pontossága arányos ε_2 pontosságával. 0,02-vel számolva az α hibájára 600 cm^{-1} adódik, ami gyengébb a hagyományos transzmissziós mérésnél elérhetőénél. Ráadásul a transzmissziós mérés pontossága javítható a rétegvastagság növelésével, ami nem járható az SE-nél.

Ezért zajosabb a mérés gyengén abszorbeáló rétegeknél. Ahogy az a 4.24. ábrán látható, pl. hidrogénezett amorf szilícium (a-Si:H) film esetén csak a nagyobb foton-energiáknál (ahol 0-tól lényegesen nagyobb az elnyelés) jó az SE, alacsonyabb energiáknál más módszerek pontosabbak.

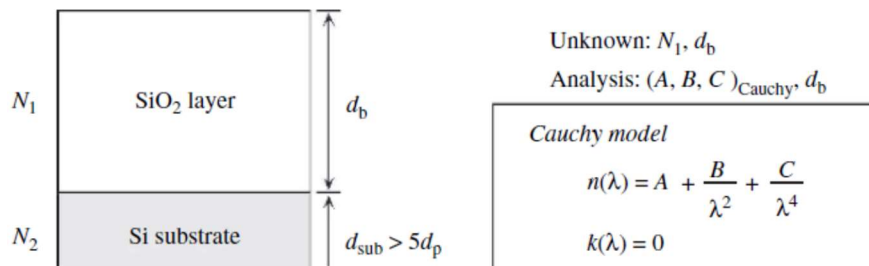


4.24. ábra: Hidrogénezett amorf szilícium (a-Si:H) film abszorpciós koefficiense spektroszkópai ellipszometriával (SE), transzmissziós/reflexiós méréssel (T&R) és fotoáramú eljárással. [21]

5 Példák adatkiértékelésre

5.1 Szigetelők

Az UV/látható tartományban a szigetelő anyagok mérésének kiértékelése sokkal könnyebb, mint a dielektrikumoké, mert a dielektromos függvény sokkal egyszerűbb, ami jól kezelhető pl. a Cauchy vagy Sellmeier modellekkel. Termális oxid esetében szintén könnyű dolgunk van, mert a felülete rendkívül sima, így egyszerű modell alkalmazható az adatkiértékelésre. Nézzük meg egy kristályos szilíciumon növesztett SiO₂ réteg kiértékelését, illetve a kifinomultabb interfész réteg alkalmazását.

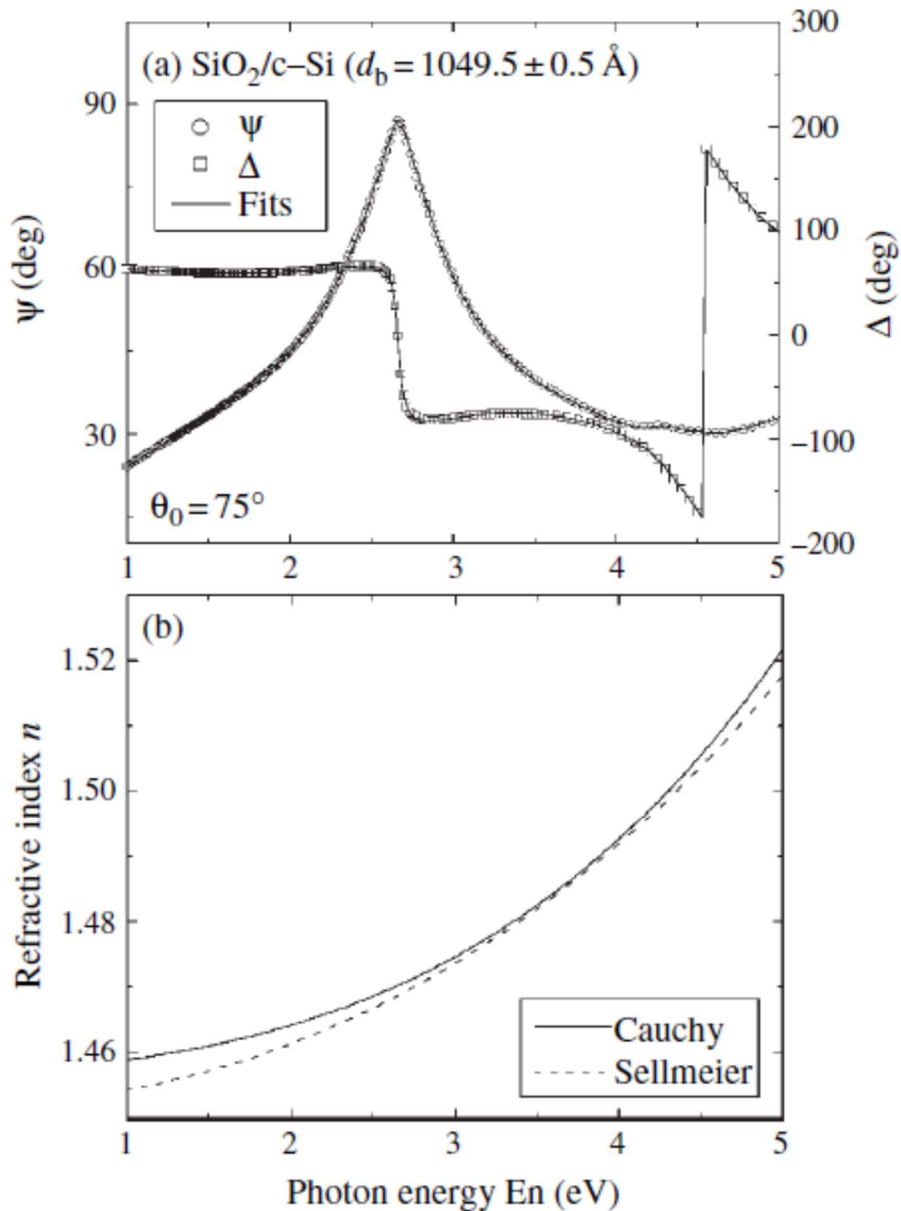


5.1. ábra: Kristályos szilíciumon növesztett termális oxid optikai modellje. N_1 és N_2 az oxid illetve a hordozó törésmutatója, d_b és d_{sub} a vastagságai, d_p a fény behatolási mélysége.

A 7.1 egy kristályos hordozón növesztett termális oxid optikai modelljét mutatja, d_b és d_{sub} a vastagságai, d_p a fény behatolási mélysége ($d_{\text{sub}} > 5d_b$), ezért csak az oxid/hordozó határfelületi reflexiót vesszük figyelembe, nincs „back-reflexió”. A Ψ, Δ párnél a modellenél az alábbi egyenlettel számolható:

$$\tan \psi \exp(i\Delta) = \rho(N_0, N_1, N_2, d_b, \theta_0, \theta_1) \quad 7.1 \text{ egyenlet.}$$

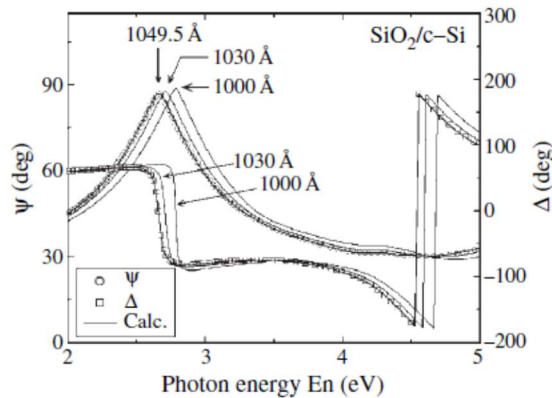
ahol N_0, N_1 és N_2 a levegő, oxid és hordozó komplex törésmutatója. Itt a θ_0 beesési szög ismert paraméter, de lehet változóként is használni. A törési szöget a jól ismert Snell törvényből számolhatjuk. Ha $N_0=1-i0$ és N_2 irodalmi érték, akkor az N_1 paramétert és az oxid vastagságát kell kiszámolni. Az oxid 1,5 eV környékén kiválóan modellezhető a Cauchy vagy a Selmeier modellekkel. A Cauchy függvényben az N_1 valós részét 3 paraméter írja le (A, B, C). Ennek megfelelően a vastagsággal összesen 4 paraméterünk lesz (A, B, C, d_b).



5.2. ábra: (a) egy kristályos szilícium hordozó/termális-oxid/levegő optikai modell Ψ , Δ spektruma, (b) SiO_2 törésmutatója Cauchy illetve Sellmeier modellel számolva. (a) esetén a beesésiszög 75° .

A 7.2-es „a” ábra a lineáris regressziós analízisből kapott Ψ , Δ spektrumot mutatja, a mérést PC_RSA elrendezésben mérték 75° -os beesési szöggel. A folytonos vonal a Cauchy modellel számolt spektrumot mutatja, a paraméterek $A=1,4573$, $B=2,383 \times 10^{-5} \mu\text{m}^2$, $C=9,750 \times 10^{-5} \mu\text{m}^4$. A 7.2 „b” ábra a Sellmeier modellel eredményét prezentálja, ahol $A=1,1082$, $\lambda_0=0,096 \mu\text{m}$. A Sellmeier-ből kapott vastagság $d_b=1051.5 \pm 5 \text{ \AA}$, ami nagyon hasonló a Cauchy eredményéhez. A spektroszkópiai ellipszometriai kiértékelések a hibafüggvény minimalizálásával történnek. Cauchy modell esetében a zaj paraméter σ 10%-al kisebb, mint Sellmeier esetén. Az irodalmi értékeket [1-3] alapul véve a Cauchy

modell mindenképp pontosabbnak bizonyult. Ellipszometriában a törésmutatót és a vastagságot ehhez hasonló módon határozzák meg. Ha széles spektrális tartományon végezzük a kiértékelést, akkor sok szabad paraméter is meghatározható, míg ha a paraméterek száma eléri a mért pontok számát, akkor az analízis nem végezhető el. Ezért van az, hogy egy széles tartományon végzett mérés analízise sokkal pontosabb eredményt ad.



5.3. ábra: Különböző vastagságú oxidok spektrumai SiO₂/Si-c struktúra esetén.

A 5.3. ábrán változó vastagságú oxidok spektrumát láthatjuk, Cauchy modellel kiértékelve. $\Psi \sim 90^\circ$ -nál az elsődleges és másodlagos nyalábok közötti fáziskülönbség nagyjából fél hullámhossznyi, amit a vékonyréteg vastagsága határoz meg. Emiatt a Ψ 90° -os pozíciója a vastagsággal együtt vándorol. Ha a vastagság kicsit is változik a Ψ , Δ spektrum az egész tartományon megváltozik (lásd 7.3 ábra) és az illesztés hibája is jelentősen megváltozik. Ennek eredményeképpen a vastagságbizonytalansága rendkívül alacsony $\pm 5 \text{ \AA}$ -nyi értéket mutat. Ezen a példán keresztül jól látszik, hogy a spektro-ellipszometria rendkívül pontosan tudja meghatározni vékonyrétegek vastagságát, ezt transzmissziós elektronmikroszkópos, röntgen fotoemissziós és kapacitásmérő vizsgálatokkal is megerősítették.

SiO₂ vastagságának és törésmutatójának meghatározására a fent leírt analízis elegendő. Ha a törésmutatót az irodalomból vesszük, a vastagság meghatározás még egyszerűbb. Az illesztés még jobbá tehető, ha több illesztési paramétert alkalmazunk a modellekben. Azonban az illesztés további javítására figyelembe kell venni a határfelületek hatását is.

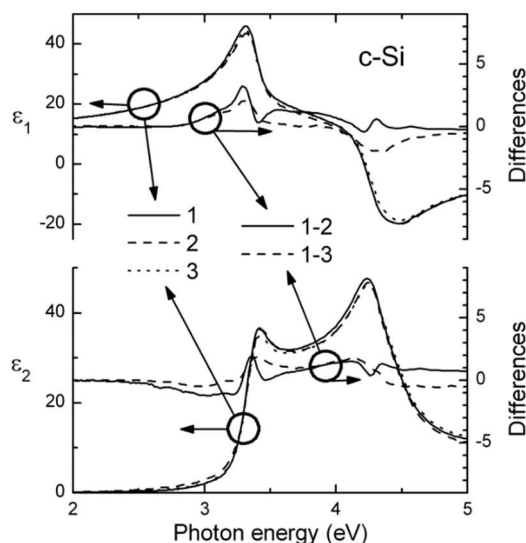
5.2 Félvezetők és félvezető nanokristályok ellipszometriája

A félvezetők dielektromos függvényét kiterjedten szokták vizsgálni mind elméletileg mind kísérletileg. Az egykristályos félvezetők dielektromos függvényét nagytisztaságú, jó minőségű felületű mintákon szokták meghatározni. Az ilyen referencia adat pontossága a minta felületének minőségétől függ, mint pl. oxid filmréteg, nanodurvaság, stb.

A legtöbb félvezető előállító technika polikristályos anyagot eredményez és az eredmény nagyban függ az előállítás paramétereitől. Ezért túlnyomó többségben a dielektromos függvényeket parametrizált formában célszerű előállítani. A poli- és nanokristályos vékonyfilmeket vagy az egykristályos dielektromos függvény kritikus pontjainak paraetrizálásával vagy az effektív médium elméleteket használva az egykristályos komponenst „keverik” üregekkel, polikristályos vagy amorf referenciával. Végül, a mélységbeli változásokat a paraméterek vagy az összetétel mélységprofiljaival lehet leírni.

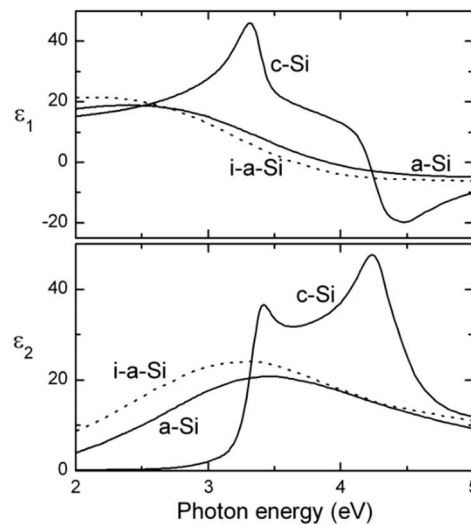
5.2.1 Félvezetők dielektromos függvénye

Sokféle félvezető dielektromos függvényét határozták már meg: pl. Si, Ge, SiC, SiGe, AlAs, AlGaAs, AlN, AlSb, BN, CdTe, CdS, CIGS, GaAs, GaN, GaP, GaSb, HgTe, InGaAs, InAs, InN, InP, InSb, PbS, PbSe, PbTe, ZnS, ZnSe, ZnTe. A legtöbbjük elérhető az interneten is: pl. nanocharm.org. Ezek nagyon fontosak a szub-nanométeres pontossághoz. Még a legperfektestb mikroelektronikai minőségű szilícium is mutat különbséget a különböző cikkekben (5.4. ábra). A különböző referenciákat használva az 5.4. ábráról egy ≈ 0.2 nm-es oxid-vastagság különbség adódik. A fő probléma a felület minőségének helyes figyelembe vétele.



5.4. ábra: Valós (ϵ_1) és képzetes (ϵ_2) része az egykristályos szilícium dielektromos függvényének különböző publikációkból. A különbségek is ábrázolva vannak.

Az amorf félvezetők referenciái is megtalálhatóak publikációkban bár azok méginkább függenek a preparációs körülményektől. Egy releváns példa az ion implantációs-amorfizált és relaxált szilícium. A kétfajta amorf szilícium dielektromos függvénye nagyon különböző. Továbbá, a CVD-vel leválasztott szilícium is jelentősen különbözik az ion implantációs keletkezett amorf szilíciumtól (5.5. ábra).



5.5. ábra: Valós (ϵ_1) és képzetes (ϵ_2) része a c-Si (egykristályos szilícium), a CVD-s amorf szilícium (a-Si) és az ion implantációs keletkezett amorf szilícium (i-a-Si) dielektromos függvényének.

A legtöbb referencia elérhető parametrizált formában is. Ennek sok előnye van. Elsőként az, hogy a nem-ideális struktúra, mint pl. a polikristályos anyagok is figyelembe vehetőek ezzel. Továbbá, a referenciamérések olyan hullámhossz-tartományban is figyelembe vehetőek, ahol nem volt mérés és interpolációval vagy extrapolációval növelhető a pontosság.

Széleskörű lehetőség van a paraméteres közelítésekre az egyszerű Lorentz oszcillátortól a kvantummechanikai számításokig („model dielectric function”-ok, „generalized oscillator model”-ek, vagy empirikus formulákig, mint pl. a „generalized critical point model”-ig).

5.2.2 Analitikus modellek

Minden anyag dielektromos válasza néhány egyszerű szabályt követ és mikroszkopikus képből is megérthető. Bemutatunk néhány egy-vonalas abszorpciós folyamatot, amelyből fémek és félvezetők is megérthetőek.

5.2.2.1 Drude-modell

Egyszerű fémeknél a többé-kevésbé szabad elektronok a domináns tényezők. A Drude modellben egy külső tér által vezérelt elektronnal lehet leírni a történéseket

$$F = -eE \exp(-i\omega t) = ma = m d^2x/dt^2 = -\omega^2 m \Delta x \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

ahol a pozíció az $x(t) = x_0 + \Delta x \exp(-i\omega t)$ függvénnyel van megadva. Ha megoldjuk ezt a mozgásegyenletet és behelyettesítjük a Maxwell-egyenletekbe, akkor kapjuk a Drude-kifejezést,

$$\varepsilon = 1 - 4\pi n e^2 / m_e \omega^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (2)$$

ahol $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ a plazma frekvencia, és ahol n és m_e az elektron sűrűség és az elektron effektív tömege. A Drude modell nagyon jól működik a legtöbb fémre és a szabad-töltéshordozókra félvezetőkben. Megjegyezzük, hogy ez tisztán klasszikus levezetés volt. Realisztikusabb számolásnál figyelmebe lehet venni az elektronok szórás miatti veszteségeit is,

$$\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + i/\tau) \quad (3)$$

ahol τ az élettartam. Az élettartam fontos paraméter a poli- ill. a nanokristályos fémfilmeknél ahol véges a szemcseméret. Jó közelítés

$$i/\tau = 1/\tau_0 + 2v_f/d \quad (4)$$

ahol v_f a Fermi-sebesség és d az átlagos szemcse átmérő. A releváns hosszúság-skála az elektron szabad úthossza $v_f \tau_0$, ami nemes fémekben néhány száz nanométer. Vagyis Cu, Au és Ag esetén a dielektromos függvény akkor befolyásolódik, amikor a szemcseméret ezen érték alá esik.

Másik fontos alkalmazása a Drude modellnek a szabad-töltéshordozók (free-carriers) optikai járuléka az erősen dópolt félvezetőkben. Első rendben egyszerűen a hozzáadjuk a Drude-kifejezést a nem-dópolt anyag dielektromos függvényéhez. Megjegyezzük, hogy nagyon hasznos paraméterek tartalmaz ez a kifejezés: az elektron

sűrűséget és az effektív tömeget a plazma frekvencián valamint a szemcseméretet az élettartamban.

A számítás kiterjeszhető, ha hozzáadunk az egyenlethez egy fékező erőt: $-K(x - x_0)$, ahol K az erőállandó. Az egyenlet ekkor az optikai választ domináló kötött töltéseket írja le, ami a dielektrikumokat, oxidokat és amorf félvezetőket jellemzi. Ekkor ε így alakul

$$\varepsilon = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega/\tau), \quad (5)$$

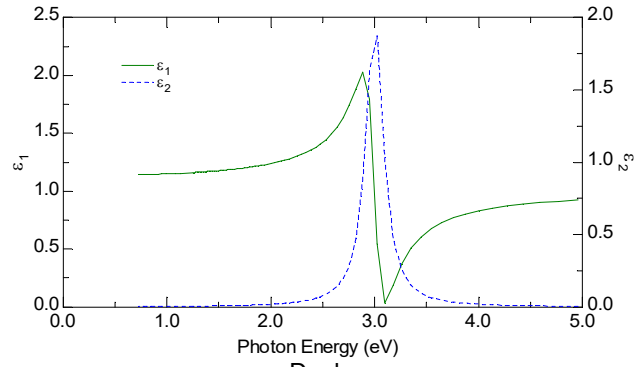
ahol $\omega_0^2 = K/m$ a rezonancia frekvencia négyzete. A rezonancia erős abszorpcióhoz vezet hosszabb hullámhosszak esetén. Ez kifejezés alkalmazható excitonokra, szennyezők közötti átmenetekre és rács-rezgésekre is.

A fenti levezetés egyik fontos aspektusa az általánossága; mivel ugyanazokat az alapvető megfontolásokat alkalmaztuk (tömeg, visszatérítő erő, veszteség) minden töltésre, minden dielektromos válasz-függvénynek ugyanaz a formája. Következésképpen, bármely dielektromos választ bármely anyag esetében lehet reprezentálni a fenti formájú függvények szuperpozíciójaként (ezt hívják spektrális reprezentációnak).

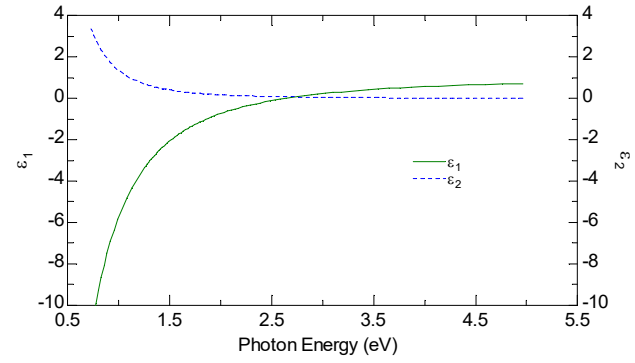
Ez az elv alkalmazható félvezetőkre is, bár a spektrumuk komplexebb. Kristályos félvezetők relative éles struktúrával jellemezhetőek, míg az amorf félvezetők általában csak egy szélesebb csúccsal. Az amorf és kristályos félvezetők közötti átmenet nem jól definiált, de általában 2-50 nm közé teszik. Szigetelőkben viszont nem nagyon észlelhető méret-effektus.

Realisztikusabb modell fontosabbá akkor válik, amikor ötvözetek, mint pl. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ or $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ jönnek szóba, ahol az optikai spektrumot olyan kritikus pontok jellemzik, amelyek az x -el (összetétel) folyamatosan változnak. A kritikus pontokat legjobban Lorentz-oszcillátorokkal lehet leírni. Mindegyik oszcillátort a csúcs foton-energia, szélesség és az amplitúdó jellemzi, és ezek az x függvényei. Ezzel kaphatunk olyan kompozit dielektromos függvényt, amelyik csak az x -től függ. Ez a közelítés leginkább a kritikus pont közelében működik.

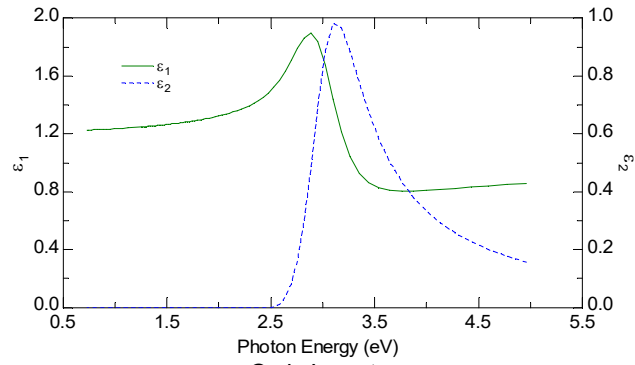
Lorentz oscillator



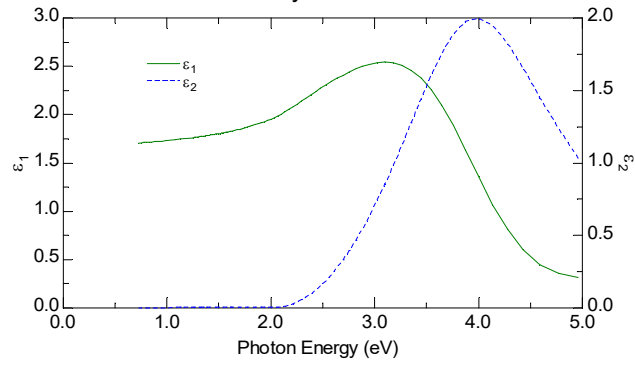
Drude

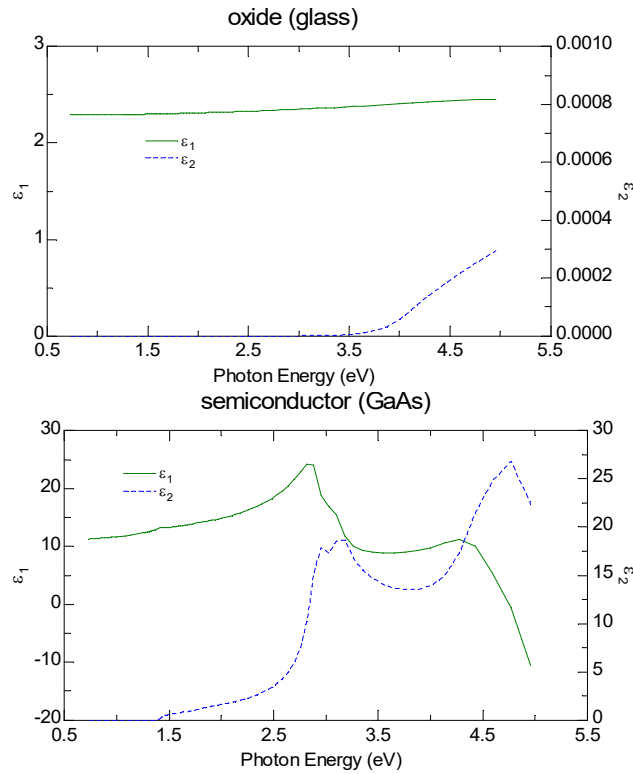


Tauc-Lorentz



Cody-Lorentz





5.6. ábra: Példák generikus dielektromos függvényekre egy-vonalas abszorpciós folyamatokra (Lorentz, Tauc-Lorentz and Cody-Lorentz oscillator), Drude metal, semiconductor (GaAs), and insulator (glass)

5.2.2.2 Lorentz modell

A Lorentz modell egy klasszikus modell ahol egy negatívan töltött elektron egy pozitívan töltött atommaghoz van rugóval kötve. Ez egy egy-elektronos “két-szintes atomokból” ($N_e = N_a$) álló egyszerű rendszer.

Mindegyik elektron egy rezonancia frekvenciával (ω_0) rendelkezik a közeli ultraviolában; emiatt nincs szabad-elektron vagy Drude komponens. A Lorentz modell egy olyan fizikai modell amelyben az elektronok egy viszkozus folyadékban oszcillálnak. Az atommagok itt fixek, a tömegük a sokszorosa az elektronénak. Newton második törvénye szerint:

$$m_e d^2x/dt^2 = -m_e \Gamma dx/dt - m_e \omega_0^2 x - e E_0 \exp(i\omega t) \quad (6)$$

ahol m_e és e az elektron tömege és töltése. Általánosan a viszkozus erő arányos a sebességgel. Γ a (6)-os egyenletben a folyadék fékező ereje, a csillapítás (damping). (Elég magas amorf félvezetőkben.) ω_0 a rezonáns frekvencia: $\omega_0^2 = K_F/m_e$. A (6)-os egyenlet egy olyan csillapított oszcillátor, amely egy külső erővel van gerjesztve. Ekkor az

elektron ugyanazzal a frekvenciával oszcillál amivel az ac elektromos tér [azaz $\exp(i\omega t)$]. Így a megoldás $x(t) = a \exp(i\omega t)$ formájú, az első és a második derivált $dx/dt = ia \exp(i\omega t)$ és $d^2x/dt^2 = -a\omega^2 \exp(i\omega t)$ alakú. Behelyettesítve kapjuk

$$a = - (eE_0/m_e)(1/(\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega)) \quad (7)$$

Ha N_e az elektronok térfogati sűrűsége, akkor a dielektromos polarizáció kifejezhető $P = -e N_e x(t)$ -vel. Az $x(t) = a \exp(i\omega t)$ -ből kapjuk, hogy $P = -e N_e a \exp(i\omega t)$. Behelyettesítve $P = -e N_e a \exp(i\omega t)$ és $E = E_0 \exp(i\omega t)$ into $\epsilon = 1 + P/\epsilon_0 E = 1 + \chi$, ahol χ a dielektromos szuszceptibilitás $\chi \equiv P/\epsilon_0 E$, kapjuk a dielektromos állandóra:

$$\epsilon = 1 + (e^2 N_e / \epsilon_0 m_e)(1/(\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega)) \quad (8)$$

Ez a Lorentz modell. Ha bővítünk $(\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega)$ -val akkor kapjuk:

$$\epsilon_1 = 1 + (e^2 N_e / \epsilon_0 m_e)(\omega_0^2 - \omega^2)/((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2) \quad (9)$$

$$\epsilon_2 = (e^2 N_e / \epsilon_0 m_e)(\Gamma\omega)/((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2) \quad (10)$$

SE-ben a Lorentz modellt a fotonenergiával (E_{ph}) használjuk:

$$\epsilon = 1 + \sum_j A_j / (E_{ph0j}^2 - E_{ph}^2 + i\Gamma_j E_{ph}) \quad (11)$$

A (11)-esben már különböző oszcillátorok szummájaként írjuk le és a j index a j -dik oszcillátort jelöli, A_j pedig az oszcillátor erőssége.

5.2.2.3 Tauc-Lorentz and Cody-Lorentz

A Tauc-Lorentz modellt amorf anyagok dielektromos függvényéhez ill. átlátszó vezető oxidokhoz használják. Alapból az ϵ_2 csúcs a Lorentz modellben teljesen szimmetrikus. Viszont az ϵ_2 csúcs az amorf anyagokban általában asszimmetrikus alakú. Ezért a Tauc-Lorentz modellben ϵ_2 az amorf anyagok bandgap-jének (Tauc gap) és a Lorentz modell szorzata.

A Tauc gap (E_g) a következő egyenlettel íródik le:

$$\epsilon_2 = A_{tauc}(E_{ph} - E_g)^2 / E_{ph}^2 \quad (12)$$

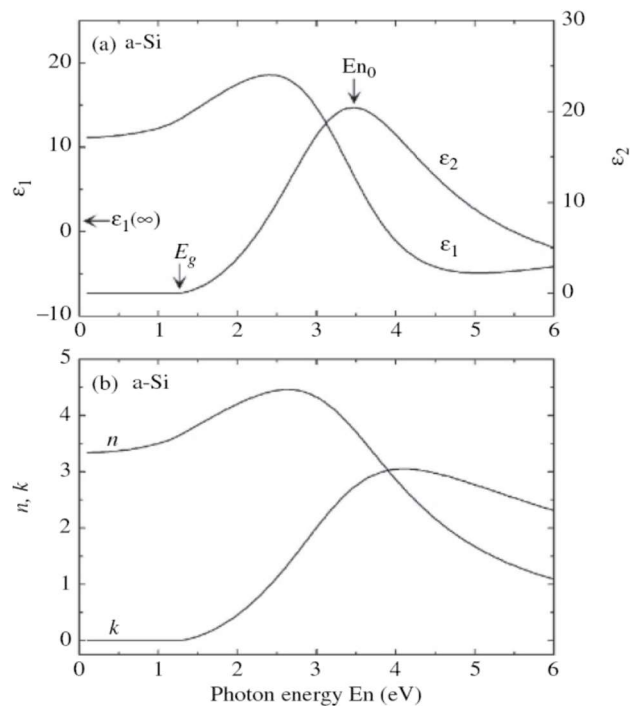
A Tauc-Lorentz modellben ϵ_2 a (11)-es és a (12)-es egyenlet ϵ_2 -jének a szorzata:

$$\varepsilon_2 = AE_0\Gamma(E_{ph} - E_g)^2 / ((E_{ph}^2 - E_0^2)^2 + \Gamma^2 E_{ph}^2)E_{ph} \quad (E_{ph} > E_g) \quad (13a)$$

$$\varepsilon_2 = 0 \quad (E_{ph} \leq E_g) \quad (13b)$$

A Tauc-Lorentz modell ε_1 -je a Kramers–Kronig reláció alkalmazásával kapható meg a (13)-asból. Annak ellenére, hogy az ε_1 igen bonyolult, a Tauc-Lorentz modell mindössze 5 paraméterrel írható le: $\varepsilon_1(\infty)$, A , Γ , E_{n_0} , E_g . A 5.7. ábra egy amorf szilícium (a-Si) (a) dielektromos függvényét és (b) n - k spektrumát mutatja a Tauc-Lorentz modellből számolva. Ebben a számolásban $A=122$ eV, $\Gamma = 2.54$ eV, $E_{n_0}= 3.45$ eV, $E_g= 1.2$ eV és $\varepsilon_1(\infty) = 1.15$ értékeket használtak. A 5.7. (a) ábra mutatja, hogy $\varepsilon_2 = 0$ $E_n \leq E_g$ esetén és az ε_2 csúcs helye E_{n_0} A és Γ a Tauc-Lorentz modellben az amplitúdó és a félszélessége az ε_2 csúcsnak.

Mindazonáltal, az amorf anyagok dielektromos függvényeírható más modellekkel is, mint például a Cody-Lorentz modell, Forouhi-Bloomer modell, vagy modell dielektromos függvényekkel (MDF theory).



5.7. ábra: (a) Dielektromos függvény és (b) n k spektrum egy amorf szilíciumra (a-Si) Tauc-Lorentz modellből számolva.

A Tauc-Lorentz és a Cody-Lorentz diszperziók alapvetően amorf anyagok leírását célozzák. A két típus közötti fő különbség, hogy hogyan írják le az abszorpciót olyan foton energiáknál, amelyek kicsivel vannak a bandgap felett. Itt a Tauc-Lorentz modell a Tauc-törvényt míg a Cody-Lorentz a Cody-formulát követi:

Tauc Abszorpciós Formula: $\epsilon_2(E) \approx [(E - E_g)^2/E^2]$

Cody Abszorpciós Formula: $\epsilon_2(E) \approx (E - E_g)^2$

A Cody-Lorentz típus tartalmaz egy Urbach abszorpciós tagot is. A Tauc-Lorentz fittelési paraméterei: Amplitúdó (Amp), Kiszélesedés (Broadening, Br), Középponti Energia (E_0), és Bandgap (E_g). A Cody-Lorentz osszcillátor hozzáadja az E_p -t (átmeneti energia ahol az abszorpció változása átmegy Lorentzian-ból Cody-ba), és E_t (átmeneti energia ahol az abszorpció átmegy Cody-ból Urbach-ból). Sok esetben a Cody modell jobb mint a Tauc modell.

5.2.3 Poli- és nanokristályos félvezetők dielektromos függvénye

5.2.3.1 Effektív médium modellek

Összetett anyagok, amelyekben az egyes anyagi fázisok sokkal kisebbek mint a fény hullámhossza de elég nagyok ahhoz, hogy megtartsák eredeti tulajdonságaikat, jól modellezhetőek effektív médium közelítésekkel (effective medium approximation, EMA). A legtöbb poli- és nanokristályos anyagra teljesül ez.

A korlátokat felfelé is meg lefelé is vizsgálták. Növekvő komponens méretek növekvő szóráshoz vezetnek, csökkenő komponens méretek véges-méret effektushoz vezetnek amikor is finom-szemcse referencia anyagokat, ill. paraméterezéseket kell alkalmazni a dielektromos függvényben (sokszor kombinálva EMA-val).

EMA-kat alkalmazva mikrostrukturális információkat lehet kapni, az egyes komponensek térfogati százalékát pl. az amorf/(nano)kristályos arányát a növekedési feltételektől, leválasztástól, ill. hőkezeléstől függve. Hasonló közelítés alkalmazható porózus szilíciumra is.

Az EMA-k főleg azért sikeresek, mert kevés fittelendő paramétert tartalmaznak, elkerülhető a paraméter korreláció, és gyors kiértékelés lehetséges. Fő hátránya, hogy kevés esetben alkalmazható a komponensek bulk referenciája.

Az EMA nagyon jól alkalmazható az in situ ellipszometriában is. A nanokristályos anyagok, az amorf és a kristályos szerkezetek átmenete követhető a folyamat közben is, ahogy a nukleáció vagy a felületi durvaság evolúciója.

5.2.3.2 Analitikus függvény-bázisú modellek

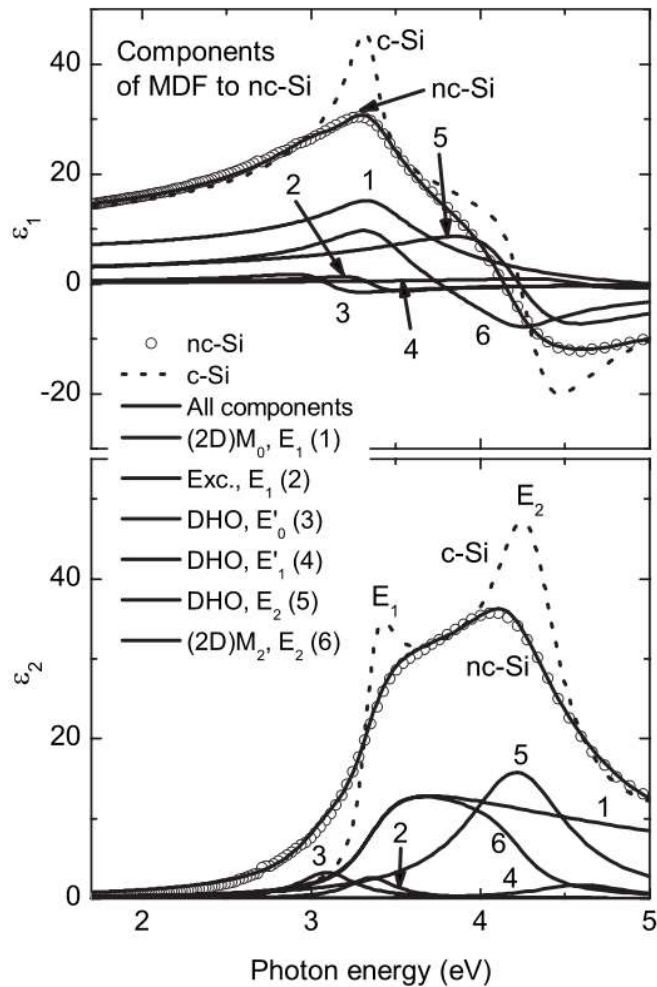
Analitikus modellek alkalmazhatóak, amikor az EMA már nem, amikor a dielektromos függvény sima függvénye a hullámhossznak, vagy közvetlenül kapcsolódik az elektron-sávszerkezethez.

Az ún. generalizált osszcillátor modell standard analitikai vonal alakokat használ a sávközi kritikus pontok leírására (egyfajta polinom leírás):

$$\varepsilon(E) = A e^{i\varphi} (E_{CP} - E - i\Gamma)^{\mu}, \text{ (genosc)}$$

ahol A , E_{CP} , Γ , és φ az amplitúdó, a kritikus pont energia, a kiszélesedés (broadening), és az exciton fázis-szög.

Számos félvezető dielektromos függvényét (pl. Si, Ge, CdS, és CdTe) parametrizálta S. Adachi alapvető fizikai elvekből és a Kramers-Kronig transzformációval. A kiszámolt modell dielektromos függvényeknek (MDF) az a fő előnye, hogy néhány kritikus pontból levezetve véges számú paramétert tartalmaznak. Az ún. finomszemcsés szilíciumra fittelt látható a 5.8. ábrán.

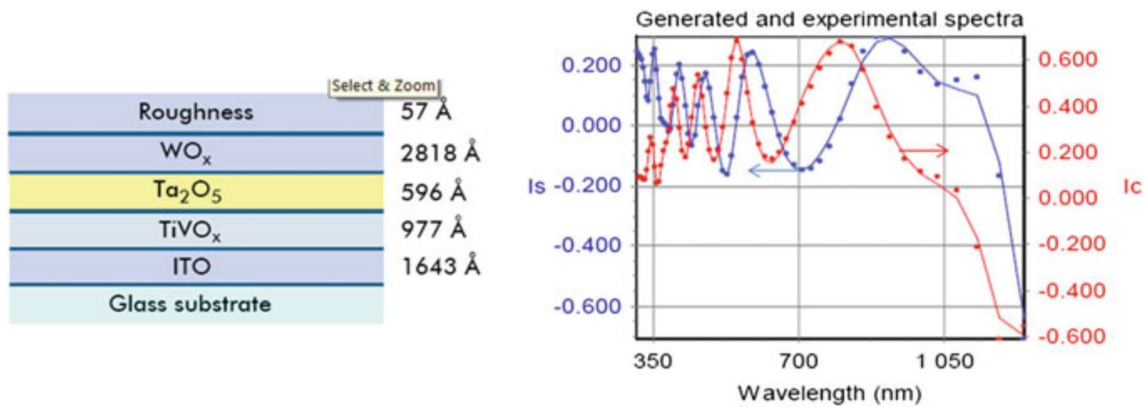


5.8. ábra: Az egyes oszcillátorok alakja és az MDF nanokristályos poliszilícium referenciára

5.2.4 Elektrokróm (EC) vékonyrétegek

Elektrokróm (EC) anyagokat már régóta használnak „okos” ablakokhoz, fényre sötétedő tükrökhöz, sötétíthető bukósisak ellenzőkhöz, és különféle pl. nagyfelületű színes reklám-táblák esetén.

A törésmutató (n), az elnyelési tényező (extinkciós koefficiens, k) és a vastagság (d) fontos paraméterek egy film hatásának megítélésére egy rendszerben. A spektroellipszometria nagyon ideális eszköz ezen paraméterek szimultán, pontos és meghatározására.



5.9. ábra: Vastagság eredmények az alkalmazott optikai modellben amelyeket a legjobb fitt alapján kaptak (vonalak) a kísérleti spektrumokból (pontok)

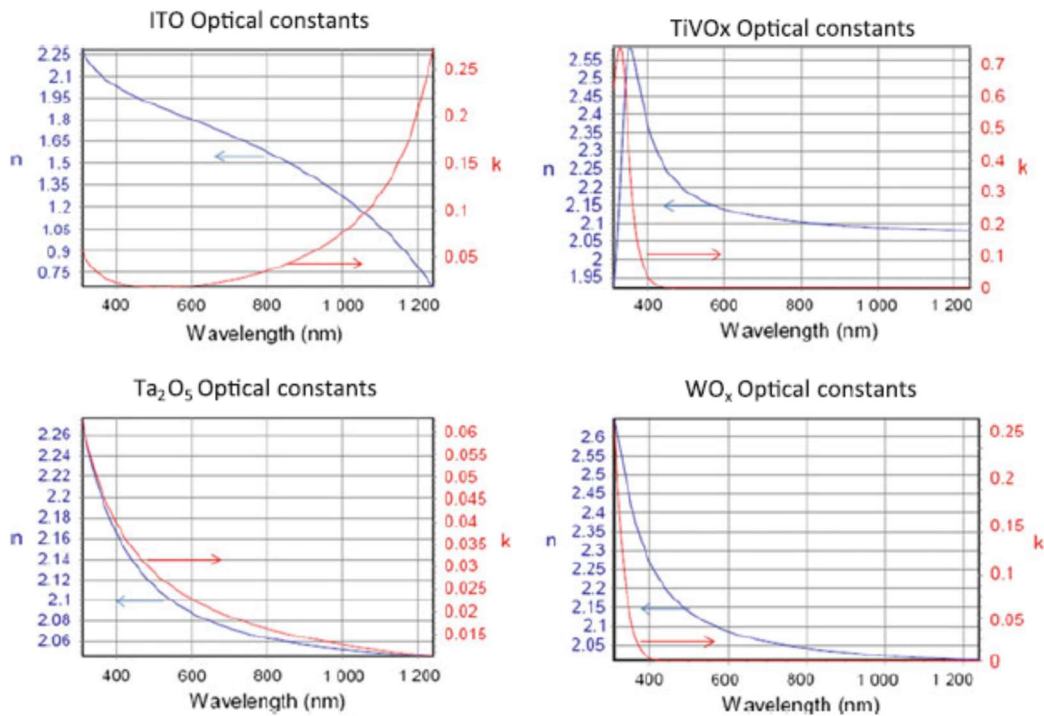
Egy tipikus EC-struktúra két EC-filmet tartalmaz, amelyet egy átlátszó ionos vezető réteg választ el, és ez a három-réteges szerkezet átlátszó elektromos vezetőik közé van helyezve. Az egyik EC elektróda általában wolfrám-oxid, WO_x. Az optikai elnyelés változtatható oly módon, hogy az átlátszó elektródák között feszültséggel töltéseket mozgatunk. Az optikai abszorpció modulálható —reverzibilis és állandó módon—ide-oda szállítva a töltéseket a 2 EC film között, ami az átlátszó transzparens elektródákon alkalmazott feszültséggel vezérelhető (pl. ITO).

Az optikai állandókat pl. meg a következő modellekkel lehet meghatározni:

- Lorentz oszcillátor és Drude tag kombinációja az ITO réteghez
- Egy elnyelő Lorentz oszcillátor a Ta₂O₅ réteghez
- Egy Tauc-Lorentz oszcillátor a wolfrám-oxid réteghez.

A 5.10. ábrán jól látszik az illesztés kiváló minősége, melynél a wolfrám-oxid vastagsága 2828 Å volt és a felületi durvaságot 50%-50%-os levegő-WO_x EMA réteg modellezett 57 Å vastagságúnak. A wolfrám oxid gap energiája $E_g = 3,11 \pm 0.03$ eV, egyezésben az irodalmi adatokkal. Az optikai konstansok a 19.38 ábrán láthatóak.

Pontos vastagságok, az optikai gap és az optikai állandók is meghatározhatóak mindegyik rétegre



5.10. ábra: Optikai állandók, nevezetesen refraktív index (n) és extinkciós koefficiens (k), ITO, TiVO_x, Ta₂O₅ és WO_x filmekhez

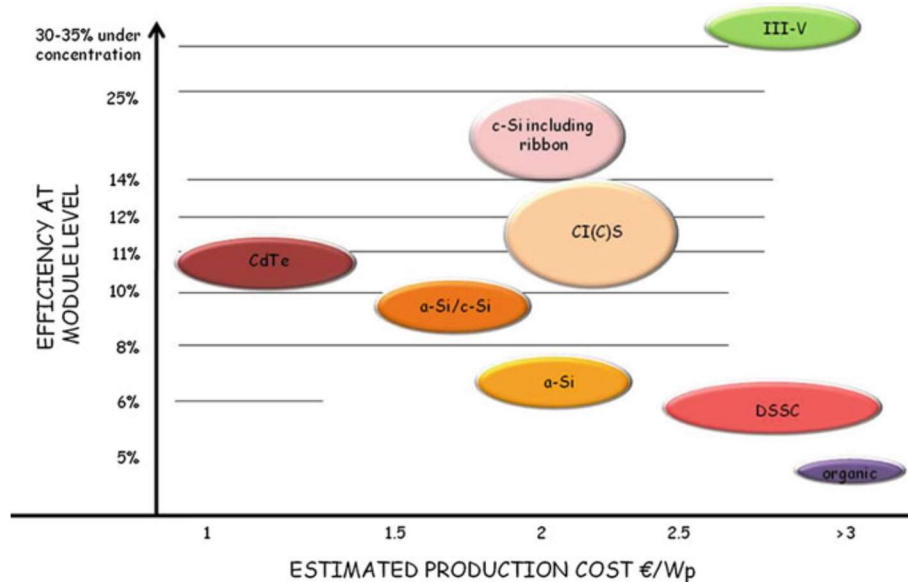
5.2.5 Napelemes alkalmazások

Napjaink növekvő energiaigénye, a rendelkezésre álló források apadása igényt támaszt új alternatív energiaforrások kiaknázására. A fotovoltaikus ipar egyik jelentősen növekvő szegmensét a vékonyréteg szerkezetű napelemek képezik, melynek egyik alapvető oka az olcsó előállítási költség, és a megfelelő kristályos szilícium alapanyag hiánya. A jelenlegi napelemipari termelés mintegy 15 %-át kitevő vékonyréteg alapú napelemek piaci részesedése 2015-re előrejelzések szerint 30-35%-ra fog emelkedni. Továbbá a technológia térhódításának így a gyártási költségek csökkenésének köszönhetően a beruházási költségek is csökkenni fognak így az 1 USD/Wp- arány (Wp=Watt-peak) is elérhetőnek tűnik szemben a jelenlegi kristályos alapú cellák 2-3 USD/Wp körüli jellemző értékével. Míg a kristályos napelemgyártás mérési igényei és a gyártási minősítés módszerei ismertek, addig a vékonyréteg napelemek gyártásközi minősítése még nem megoldott.

A fotovoltaikus iparban a fajlagos gyártási költségek csökkentése az alábbi utakon érhető el:

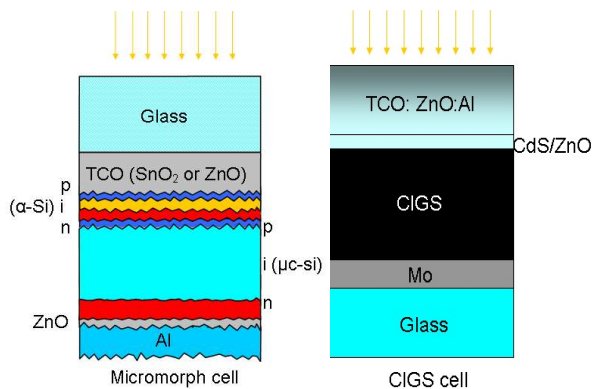
- *A napelemek hatásfokának növelése,*

- Gyártósori kapacitás növelése automatizálással, nagyobb méretű panelek gyártásával, ill. a ciklusidő csökkentésével, úgy, hogy a kihozatal maximális legyen.
- Anyagköltség csökkentése TCO-val (Transparent Conductive Oxide, mint az ITO vagy a ZnO)



5.11. ábra: Termelési költségek és hatások a fő vékonyréteg napelem cella típusok estére, 2011 [21].

Az elmúlt években a világ napelem termelésében egyre nagyobb hányadot képviselnek a vékonyréteg napelemek. A tipikusan üveghordozón (ill. alternatív megoldásként fém fólián) kialakított félvezető napelem szerkezetek anyagfelhasználása minimális, mindössze néhány μm vastagságú, azaz a drága félvezető alapanyagból mindössze a kristályos alternatíva 1/100-1/300-át használják fel. A legelterjedtebb technológia a $\sim 7\%$ stabilizált hatásfokú amorf -Si ($\alpha\text{-Si}$) 2006-ban a szabadtéri napelem-piac 9% -át tette ki (EPIA). A Si mellett két vegyület-félvezető lehet ígéretes a nagyméretű napelem-panelek ipari méretű gyártásában: a réz-indium-kalkogenidek (CuInSe_2 , CIS, CuInGaSe_2 , CIGS ill. a CdTe). A CIS alapú szerkezetek viszonylag magas stabilizált hatásfokúak ($11\text{-}12\%$), bár fajlagos gyártási költségük ($\$/\text{Wp}$) egyelőre jóval magasabb, mint az $\alpha\text{-Si}$ -é, mivel az In egyre drágább. A CIGS (vagy a mikromorf szilícium) szerkezetnél több paramétert szükséges optimalizálni, amelyeket ellipszometriával lehet vizsgálni. Az 5.12. a és b ábrákon felülről lefelé felsorolva a TCO réteg, a CdS/CIGS réteg (vagy a tandem szilícium) réteg, esetleg az antireflexiós ZnO réteg vizsgálata következne sorban.



5.12. ábra: mikromorf (a) és CIGS (b) vékonyréteg napelemek rétegszerkezete

Kritikus paraméterek a vastagság és a komplex törésmutató. A TCO réteg abszorpciója kicsi kell, hogy legyen (transzparencia), ez a kisebb vastagságnál kedvezőbb. Ugyanakkor az ellenállását is minimalizálni kell, ez a nagyobb vastagság irányába mutat. Az amorf-Si vastagságát is optimalizálni kell a megfelelő tiltott-sáv szélesség mellett. (Több kisebb energiájú foton átengedése mellett nyeljen el minél több tiltott sávnál nagyobb energiájú fotont.) Ugyancsak optimalizálni kell a mikrokristályos-Si réteget mikroszerkezet (tiltott-sáv optimalizálás) és vastagság (gazdaságos vastagság – fény elnyelés határfok) szempontjából.

A CdTe elterjedése a komponensek mérgező tulajdonságai miatt környezetvédelmi szempontból kérdéses, bár jelenleg a vékonyréteg napelemek közül a globális napelem-piacon a legelterjedtebb, mert a legköltséghatékonyabb.

A nagyméretű vékonyréteg napelem-gyártás fejlődésének ívét a folyamatos, a kristályos Si alternatívát megközelítő szintre való növelését célzó, ill. a fajlagos termelési költségek csökkentésére irányuló műszaki megoldások fejlesztési eredményei fogják megszabni.

A felületérzékeny, vékonyréteg vizsgálati módszerek fontosak a napelemek fejlesztése során, de a gyártásközi (in-line) vagy esetleg real-time módszerek szükségessége esetén elsősorban optikai módszerek jönnek szóba. Az ellipszometria (vagyis a fény polarizációs állapotának változását mérő módszer) érintésmentes, roncsolásmentes, hosszadalmas minta-előkészítést nem igénylő, gyors és viszonylag olcsó módszer. Az ellipszometria még legegyszerűbb változatában is (egy hullámhossz, egyféle beesési szög) lehetőséget nyújt arra, hogy bizonyos, jól kiválasztott, vékonyréteg technológiai műveletek eredményeként keletkezett vagy átalakult rétegek vastagságát és/vagy komplex törésmutatóját úgy határozzuk meg, hogy közben a minta nem sérül meg, és így folytatja útját a technológiai soron. A nyert adatok segítségével pedig visszacsatolást valósíthatunk meg. A módszert már a 60-as évektől is igen elterjedten használták szilícium-oxid és nitrid rétegek ellenőrzésére és egyre újabb területeken (mikroelektronika vékonyrétegei, napelemtechnológia) való alkalmazásokról lehet

értesülni a szakirodalomból. Ilyenek például a GaAs alapú, vagy a velük konkuráló $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ hetero-szerkezetek, továbbá a nagyon vékony (2-4 nm) alacsony-magas tömegszámú rétegek sorozatából álló röntgen tükrök. Az ilyen típusú vizsgálatokra ma már igen nagy számú közlemény található az irodalomban.

Ugyanakkor célszerű lehet más optikai alapú módszerekkel való párosítás is. Ugyanis, ha egy fizikai mennyiséget mélységben integrálisan mérünk, akkor a rétegvastagság(ok) más

módszerrel meghatározott ismeretében pontosabban meghatározható(ak) a réteg(ek) anyagi tulajdonságai. Ilyen lehet az ellenállás (vezetőképesség) vagy a fény spektrális reflexiók illetve transzmissziós tulajdonsága.

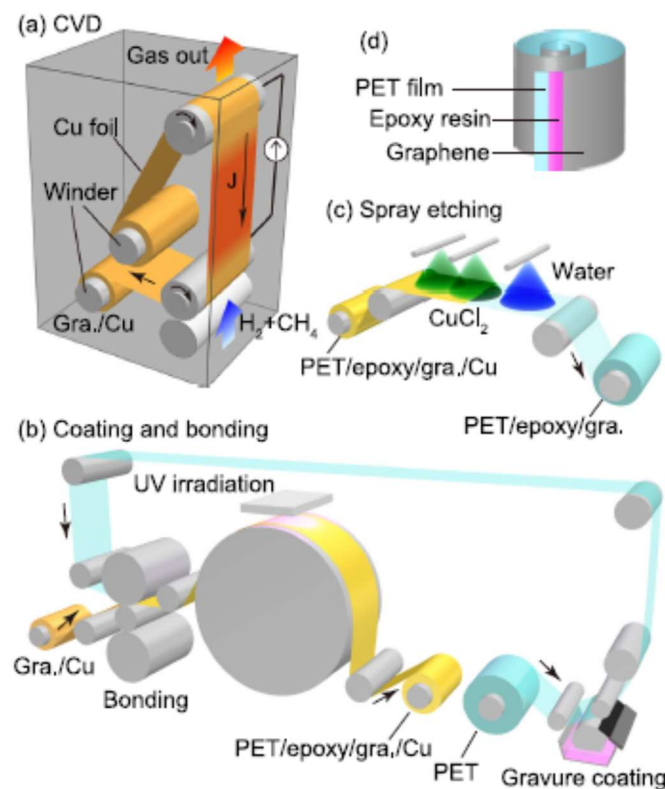
A CIGS (vagy a mikromorf szilícium) szerkezetnél több paramétert szükséges optimalizálni, amelyeket ellipszometriával lehet vizsgálni. Az 5.12. a és b ábrákon felülről lefelé felsorolva a TCO réteg, a CdS/CIGS réteg (vagy a tandem szilícium) réteg, esetleg az antireflexiós ZnO réteg vizsgálata következne sorban. Kritikus paraméterek a vastagság és a komplex törésmutató. A TCO réteg abszorpciója kicsi kell, hogy legyen (transzparencia), ez a kisebb vastagságnál kedvezőbb. Ugyanakkor az ellenállását is minimalizálni kell, ez a nagyobb vastagság irányába mutat. Az amorf-Si vastagságát is optimalizálni kell a megfelelő tiltott-sáv szélesség mellett. (Több kisebb energiájú foton átengedése mellett nyeljen el minél több tiltott sávnál nagyobb energiájú fotont.) Ugyancsak optimalizálni kell a mikrokristályos-Si réteget mikroszerkezet (tiltott-sáv optimalizálás) és vastagság (gazdaságos vastagság – fény elnyelés határfok) szempontjából.

Igény van tehát olyan vizsgálati módszerek kifejlesztésére, melyek gyorsak, roncsolásmentesek és olcsóságuk miatt is alkalmasak napelemtechnológiai vékonyrétegek minősítésére. Van lehetőség ilyen rétegek elektromos és optikai tulajdonságainak vizsgálatára csak ellipszometriával, tisztán optikai úton. Lehetővé vált a gyártás közbeni gyors vagy „in line” esetlegesen „in situ” roncsolásmentes térképezés extrém nagy mintafelületeken is, több száz mérési pontot mérve egyszerre.

Egy érdekes példa, egy nagyon friss publikáció: „Production of a 100-m-long high-quality graphene transparent conductive film by roll-to-roll chemical vapor deposition and transfer process”, Toshiyuki Kobayashi, Masashi Bando, Nozomi Kimura, Keisuke Shimizu, Koji Kadono, Nobuhiko Umezu, Kazuhiko Miyahara, Shinji Hayazaki, Sae Nagai, Yukiko Mizuguchi, Yosuke Murakami, and Daisuke Hobara, APPLIED PHYSICS LETTERS 102, 023112 (2013), amely szerint jó minőségű grafén átlátszó vezető réteget állítottak elő ún. roll-to-roll gőzfázisú kémiai leválasztással (chemical vapor deposition, CVD) rézfóliára, és onnan műanyag fóliára. A grafén CVD szintézise rézfóliára magas hőmérsékletű (1000 C körüli) eljárás, ezt Joule(direkt áramú)-fűtéssel érik el. Az epoxy-

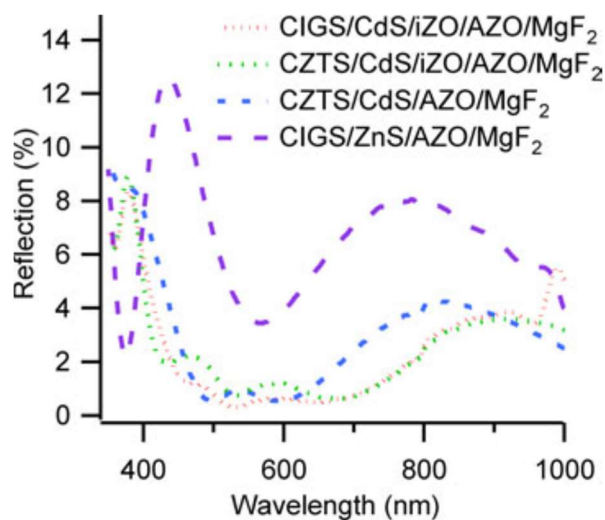
alapú fólia-transzfer 100 méteres jó minőségű grafén átlátszó vezető réteget eredményezett 150 Ohm/cm² fajlagos ellenállással, ami jónak mondható.

A roll-to-roll CVD rendszer egy rozsdamentes acél vákuum-kamrában van, (lásd 5.13. ábra). A 2 elektróda-roller egymástól 0.4m-re, (lásd Fig. 1(a)), csak ezen a szakaszon melegíti a rézfóliát 1000 C-ra Joule-fűtéssel. A kamrában folytonosan CH₄ és H₂ gázkeverék áramlik. A 100 m-es rézfólia 0.1m/min sebességgel halad. A 100 m-es grafén réteg 16 óra alatt válik le.



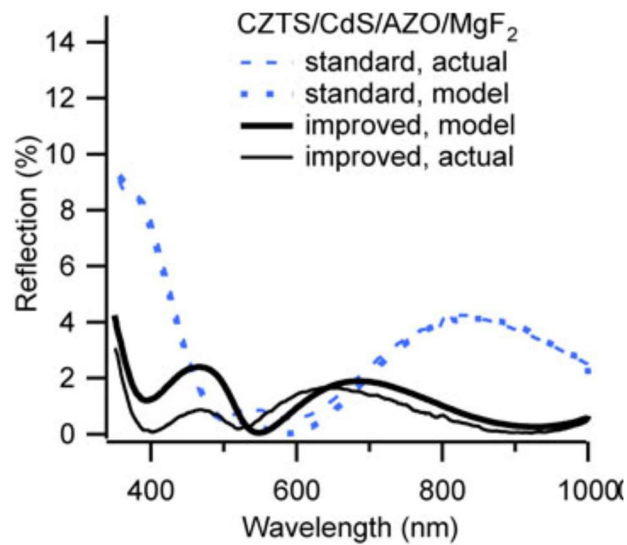
5.13. ábra: (a) Folyamatos roll-to-roll CVD rendszer szelektív Joule-fűtéssel a 2 direkt áram bevezető rollerrel az 1000 C-hoz, amely hatására a grafén (Gra.) nő a réz-fólián. (b) Fordított struktúrával transzferálódik a réteg az epoxi-gyantával borított PET filmre (c) Spray-marással (CuCl₂) elmaródik a réz. (d) A kész grafén/epoxy/PET film (amire lehet növesztetni a nap-elem rétegeket).

Szintén új alkalmazási terület lehet az alternatív anyagok pl. a keszterit típusu (a CIGS-hez hasonló szerkezetű és tulajdonságú) anyagok. Erről szintén friss publikáció szól: „Reflection Optimization for Alternative Thin-Film Photovoltaics”, Jonathan Mann, Jian Li, Ingrid Repins, Kannan Ramanathan, Stephen Glynn, Clay DeHart, and Rommel Noufi, IEEE JOURNAL OF PHOTOVOLTAICS, VOL. 3, NO. 1, JANUARY 2013)

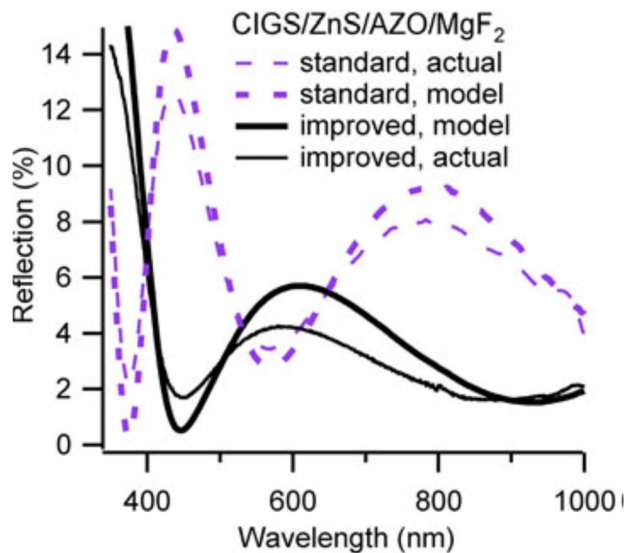


5.14. ábra: Totál reflexiós spektrumok standard és alternatív anyagokból (standard TCO és AR rétegek).

Ebből kiderül, hogy a keszterit típusú (réz-cink-ón-szelenid, CZTS) rétegeket hogyan célszerű más rétegekkel párosítani, hogy a reflexió minimális legyen, vagyis a hasznosított fény mennyiség maximális legyen a kész napelemben. Továbbá megmutatja, hogyan lehet helyettesíteni a kadmium-szulfid (CdS) buffer réteget (amit a réz-indium-gallium-szelenid, CIGS-alapú napelemekben használnak) cink-szulfid (ZnS) buffer réteggel. Hogyan lehet beállítani a CIGS/ZnS szerkezet vastagságait úgy, hogy minimalizálják a reflexiós veszteséget. Az optikai analízis megmutatja, hogyan lehet optimalizálni a CZTS/CdS and CIGS/ZnS szerkezeteket összehangolva az átlátszó vezető oxiddal és az antireflexiós réteggel.



(a)



(b)

5.15. ábra: Totál reflexiós spektrumok standard és javított rétegszerkezetekről (mérés és modell-számítás) alternatív anyagokkal.

5.3 Szélesszögű ellipszometria

5.3.1 Szélesszögű ellipszometria előnyei és létjogosultsága

A napelemgyártás területén rohamosan terjednek, a nagyfelületű hordozóra (akár 1m-es karakterisztikus méretek!) leválasztott, szintén nagyfelületű vékonyrétegek.

Ezeknek a rétegeknek a gyors és olcsó vizsgálata, minőségellenőrzése nem teljesen megoldott.

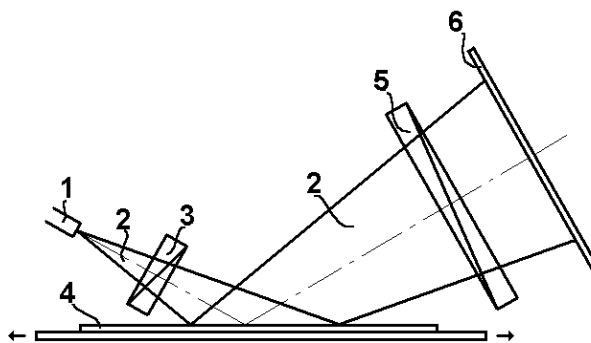
Az ellipszometriás méréseket még a legkorszerűbb berendezések is csak lokalizáltan végzik, azaz minden lépésben csak a minta egyetlen kiválasztott kis területén (pontján), szigorúan párhuzamos - elvben nulla divergenciájú - fénynyalábbal, tetszőlegesen megválasztható, de mindig egyetlen, meghatározott beesési (visszaverődési) szög mentén mérnek. Ezután lehet új pontban megismételni a mérést pl. a mintapozíció megváltoztatásával. Amennyiben nem csak a nagyobb területekre vonatkozó átlagértékekre vagyunk kíváncsiak, akkor a kiterjedt felületet lokálisan is jellemző analízishez, sok ponton végzett egyedi méréssorozatokra, térképezésre van szükség, ami igen időigényes. Példaként megemlíteném a Woollam cég által gyártott, a jelenleg elérhető egyik legjobb ellipszométer típust, az M2000DI-t (Woollam M2000DI, <http://www.jawoollam.com>). Ez az ellipszométer forgó kompenzátoros elven, 190-1700 nm hullámhossztartományban képes gyors (egy-egy pont akár 1 másodperc) mérések végzésére automatikus goniométer- és mintaasztal-mozgatással. Az egyszerre és előre programozható mintapozíciók száma 10000, a műszer tárgyasztalára helyezhető minta maximális mérete 300 mm (az MFA-ban levő példány mintamozgatása max. 150 mm). Így lehetővé teszi a relatíve nagyfelületű minták térképező mérését, akár 2 mm-es laterális felbontással. A napelemgyártásban alkalmazott rétegek esetében azonban nincs szükség ilyen felbontásra. Az alkalmazott technológiák geometriájából adódóan ennél jóval nagyobb méretskálán várhatóak olyan inhomogenitások, melyek befolyásolhatják a réteg, gyártó számára fontos (általában geometriai, optikai és elektromos) tulajdonságait. Ez a lépték nagyságrendileg a 10-100 mm tartományba esik. Tehát egy 200 mm átmérőjű, kör keresztmetszetű mintán a térképezéshez elegendő kb 350-400 ponton megmérni a mintát. Ez a korábban említett M2000DI ellipszométerrel (teljesen automata mintamozgatás mellett) is legalább 350 másodperc. Ha ehhez még hozzávesszük a minta mozgatásához szükséges időt, akkor azt mondhatjuk, hogy a térképező mérés még ideális esetben is jóval több mint 10 perc. A gyakorlatban a mérési idő ettől az ideális esettől sokszor eltér, ezért egy ilyen térképező mérés időszükséglete elérheti a több órát is. Emiatt az ellipszométerek szokásos konstrukciói alkalmatlanok a gyors, nagyfelületű mintaanalízisre.

Ezt a problémát hivatottak kiküszöbölni a képalkotó ellipszométerek, melyek lényege, hogy a fényforrásból érkező divergens nyalábot egy alkalmas méretű lencsével párhuzamosítják. Ez a párhuzamos nyaláb áthalad egy polarizátoron, majd eléri a minta felületét egy adott beesési szög mellett. A mintáról visszaverődött párhuzamos nyaláb keresztülhalad az analizátoron, majd egy másik lencse lefókuszálja. A fókuszpont után ismét divergens nyalábot (defókuszált képet) egy detektor érzékeli, és rögzíti az intenzitáseloszlást a nyaláb keresztmetszetén. A minta megvilágított felületének

egyértelműen megfeleltethető a detektor egy pontja, így egyidejűleg akár több száz is pont mérhető. Elvben ez a módszer megoldhatná a gyors térképezés problémáját, ám a kereskedelemben elérhető filmpolarizátorok maximális mérete limitált, illetve a fókuszáló lencsék ára a méretükkel nagyjából négyzetesen növekszik. Ehhez még társul az is, hogy ilyen méretű lencsét nem gyártanak sorozatban, csak egyedileg. Az egyedi vagy kis sorozatszámú gyártás, pedig sokkal költségesebb. A költségeket tovább növeli, hogy spektrális méréseknél érdemes lehet az egy-egy lencse használata helyett, színi hibára korrigált lencse-együtteseket alkalmazni. A műszer méretei függenek az alkalmazott lencse fényerejétől. A nagy befoglaló méretek elkerülése érdekében nagy fényerejű (rövid fókuszu, nagy átmérőjű) lencsét alkalmaznak, ezeket viszont (pont a nagy fényerő miatt) érdemes szférikus aberrációra korrigálni. Egy kb. 20cm átmérőjű (ez az elérhető legnagyobb filmpolarizátorok mérete is), korrigált lencse ára akár tízezer eurós nagyságrendű is lehet. Emiatt a minta felületének egy adott mérete fölött a műszer előállítási költségei jelentősen növekednek.

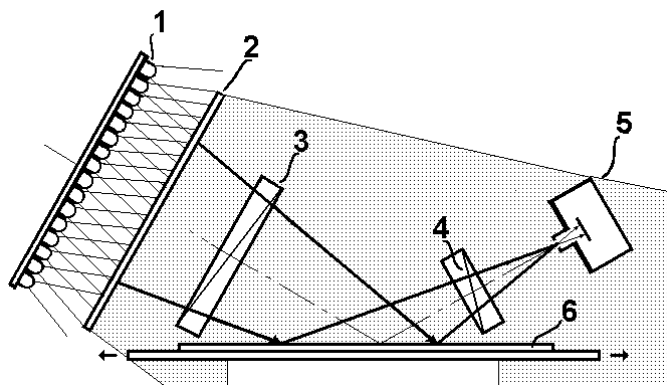
A szélesszögű ellipszometria tárgya egy olyan leképező, optikai vizsgáló berendezés, mely alkalmas a vizsgálandó mintákon, egyszerre több ponton, gyors ellipszometriás méréseket végezni, nemkollimált megvilágítás mellett, a reflexió és/vagy transzmisszió polarizáció és/vagy hullámhossz függésének mérésével, egy felvételen, egyidejűleg több beesési szög mellett is.

A szélesszögű ellipszometriát Juhász György (MTA-MFA), Fried Miklós (MTA-MFA) és Horváth Zoltán (SZFKI) dolgozta ki. Módszer lényege az, hogy egy nem párhuzamos nyaláb világítja meg a mintát, így a minta különböző pontjaira különböző beesési szög alatt érkezik a polarizált fény (lásd 5.16. ábra). A mintán való visszaverődés után egy analizátoron keresztülhaladva intenzitáseloszlás egy ernyőn jelenik meg. Az ernyőt leképezve egy valódi detektorra a kép rögzíthető és feldolgozható.



5.16. ábra. Fényforrás (1) divergens nyaláb (2) filmpolarizátor (3) minta (4) detektor oldali filmpolarizátor mint analizátor (5) detektor-ernyő (6).

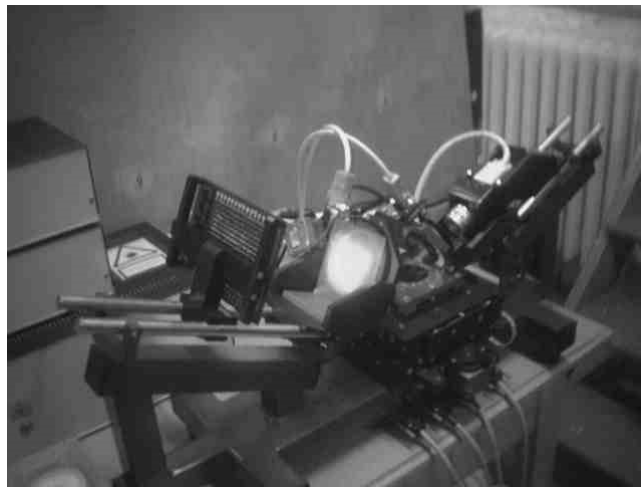
Az 5.16. ábrán látható fénymenetet megfordítva is lehet alkalmazni. Ez utóbbi esetben a fényforrás kiterjedt, és a detektor egy CCD kamera (5.17. ábra). A kiterjedt forrást egy LED panel valósítja meg. A panelt követi a polarizátor, majd a minta és az analizátor. Az analizátor után túlyuk kamera következik. A túlyuk kamera minden tárgypontból csak egyetlen (az aktuális geometriai adatoktól függő, egészen kis, tizedfok nagyságrendű szögtartományú) meghatározott szög alatt terjedő "fénysugarat" juttat a detektorrendszer megfelelő területére. Emiatt egy-egy pont egy lépésben csak egy beesési (visszaverődési) szög alatt mérhető, de minden tárgyponthoz más-más szög tartozik. Így, az egyetlen felvételen detektálható kép egy, a rendszer látószögének megfelelő, nagyobb szögtartományról szolgáltat szögfüggő reflexiós adatokat. A mérőrendszer és a minta egymáshoz viszonyított egyszerű mozgásával minden tárgypont bekerülhet a kívánt mérendő tartományba, azaz a teljes szögfüggő leképezés egyszerűen és gyorsan megvalósítható.



5.17. ábra. Fényforrás (LED-panel) (1) diffúzor (2) minta (6) detektor (túlyuk + CCD-detektor) (5) filmpolarizátor (3) detektor oldali filmpolarizátor (4) mint analizátor.

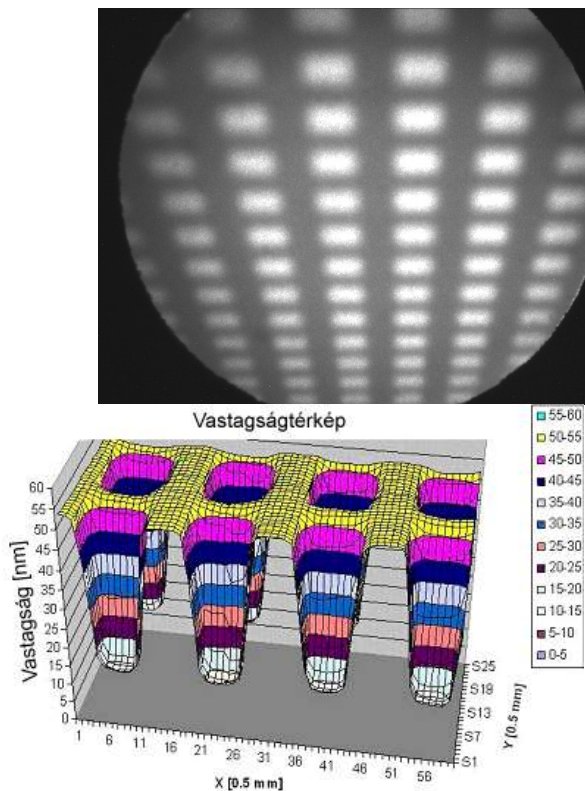
Ily módon ez a módszer is megvalósítja a térképezést, illetve a többszögű mérést. Ha a LED-panelon megfelelő mintázattal több, különböző színű LED-et helyezünk el, akkor többhullámhosszas mérések is kivitelezhetőek, úgy, hogy adott polarizátor/analizátor állásnál a CCD kamerával minden egyes hullámhossznál külön exponálni és kiolvasni kell. A fény homogenizálása és a diódák elrejtése szempontjából (hogy ne képződhessenek le mintázatként) igen fontos megfelelő diffúzorok alkalmazása. Diffúzorlemez alkalmazásával a megvilágítás megfelelő mértékben homogenizálható. (A maradék inhomogenitás nem okoz problémát, mivel az időben nem változik. Az ellipszometria lényege éppen az, hogy az abszolút intenzitásértékekkel minden pontban normálódik a mérés)

A megvalósított berendezésben (5.18. ábra) is túlyuk kamera van, melyben egy Si alapú detektorelemekkel rendelkező, számítógéppel vezérelt CCD mátrix detektor biztosítja a vizsgálandó mintáról visszaverődő fény képpontonkénti detektálását. A képalkotásról valódi kiterjedt fényforrás gondoskodik, melynek egyetlen pontba, a túlyukba tartó sugarai vetítik a minta vizsgálandó területét a CCD mátrixra. A polarizációs állapot meghatározásában a fényútba helyezett polarizátorok játszanak döntő szerepet. Ez a megoldás biztosítja, hogy egyetlen lépésben mérhessük meg a különböző szögek alatt beeső és visszaverődő fény polarizációs állapotát és rögzíthessük a minta polarizáció-forgató képességének kétdimenziós eloszlásképét. Nagy előnye ennek az elrendezésnek, hogy a berendezés alkatrészeiről szórt fénynek igen kis esélye van bejutni a CCD-kamera detektáló felületére.



5.18. ábra. A megvalósított berendezés.

Referencia mintaként egy 4x4 mm-es ablakokban marással vékonyított oxidfilmmel borított szilícium szeletet mutatok be. A 5.19.a ábrán a minta saktáblaszerű intenzitásképe látható, a kamerából direkt kiolvasás után. (Ilyen képek sorozatából számolja ki az adatfeldolgozó programrész a $\tan \psi$ és $\cos \Delta$ "képeket".) A 5.19.b ábra a számolt vastagságtérképet mutatja.



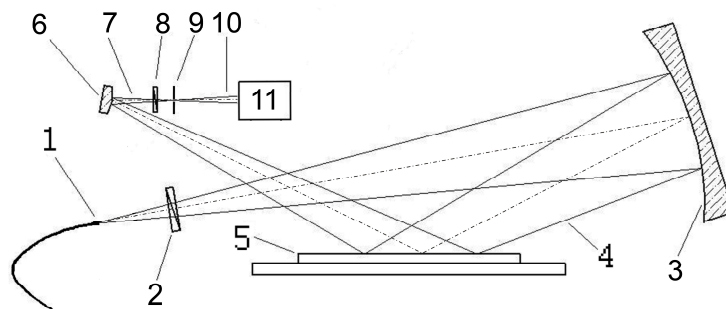
5.19. ábra. Intenzitáskép a CCD kamerán. (a) és számolt vastagságtérkép (b).

A 5.19. b ábrából, illetve abból a tényből, hogy a sakktábla mintázat 4x4 mm-es következik, hogy az egyszerre mérhető felület kb. 25x8 mm karakterisztikus méretű ellipszis. Az 5.19.b ábrán a lépésköz 0,5 mm. A műszer felbontását alapvetően a túlyuk mérete határozza meg. A jelenlegi használt túlyuk mérete 200 μm , ezzel a műszer szögfelbontása 0,1°. A mintán a laterális felbontás már csak a minta-túlyuk távolságtól függ. A jelenlegi konfigurációnál a megvilágítás nyílásszöge 10°, síkbeli felbontása 0,25 mm.

Azonban a szélesszögű ellipszometerek ilyen konfigurációi szintén korlátozott lehetőségekkel rendelkeznek az egyszerre vizsgálható mintafelület nagyságát illetően. A problémát itt is az okozza, hogy a rendelkezésre álló polarizátorok véges méretűek. Az egyszerre kivilágítható mintafelület maximum néhányszor 10 cm², ami hasonlóan a hagyományos műszereknél elmondottakhoz, szintén alkalmatlan nagy felületek gyors analízisére.

Ezt kiküszöbölendő, létezik egy új optikai elrendezés, mely megvalósítja a szélesszögű ellipszometriát úgy, hogy közben kisméretű polarizátorokat használ, és az egyszerre mérhető felület közel tetszőlegesen skálázható (P104255-1389, 2008). A megvalósításhoz a pontból-pontba leképezést alkalmazták. Az optikai elrendezést a 5.20. ábra mutatja. A pontforrás (1) egy a gömbtükör (3) görbületi középpontjának közelében

lévő üvegszál vége, mely üvegszálba 3 különböző (szükség esetén több is) hullámhosszú lézer fénye van becsatolva. A szálból induló fény kb. 10° -os divergenciával rendelkezik és áthalad a film-polarizátoron (2).



5.20. ábra. az optikai elrendezés sematikus ábrájának keresztmetszete.

A polarizátor után a nyaláb egy gömbtükör (3) felé tart oly módon, hogy a divergens nyaláb szimmetriatengelye 7° -alatt hajlik a gömbtükör szimmetriatengelyéhez képest. Erre azért van szükség, hogy a gömbtükörről reflektálódott nyaláb ne önmagába tükröződjön vissza, hanem konvergense váljon (4) és a minta (5) felé vegye az irányt. A mintára a fény 66° - 74° közötti beesési szöggel érkezik (a fénykúp gömbtükörtől távolabbi része érkezik kisebb beesési szög alatt). A mintáról reflektálódott nyaláb tovább halad egy hengertükör (6) felé, mely 11° -ban döntött, és melyre azért van szükség, mert a bedöntött gömbtükör erős asztigmatizmussal terheli a nyalábot. Emiatt, megfelelően megtervezett korrekció nélkül a minta felületéből mindössze egy vékony csíkot láthatna a detektor. A korrigált nyaláb (7) az analizátoron (8) keresztül érkezik a túlyukhoz (9). A túlyuk feladata a képalkotás, a tükrök csak a fényhasznosítás maximalizálását szolgálják. A túlyuk utáni nyaláb (10) a detektorra (11) érkezik. A detektoron egy pixelcsoport egyértelműen megfeleltethető a minta egy kicsiny felületének, így a detektor által szolgáltatott felületszerű képen a minta „pontjai” egyértelműen szeparálhatók és külön-külön kezelhetők. Egy ilyen konfigurációval egyidejűleg csak egy hullámhosszon lehetséges mérni, ezért több hullámhossz egyidejű alkalmazásával lehet multispektrális információt szerezni. A tapasztalatok alapján 3-5 hullámhossz csatolható be a műszer fényforrásába, illetve 3-5 hullámhosszon történő mérés mérési ideje még elég alacsony, viszont ilyen szegényes spektrális információval csak egyszerű minták/struktúrák vizsgálhatóak, mint pl nagyfelületű SiO_2 rétegek, de többrétegű illetve ismeretlen törésmutatójú anyagok általában nem.

6 Ellipszométert gyártó cégek és termékeik

Az alábbi fejezetben a nemzetközi piacon szerepet játszó, ellipszométereket gyártó és fejlesztő cégek és termékeik minél teljesebb áttekintését adjuk.

6.1 J.A. Woollam Company [23]

6.1.1 Cég információ

A céget 1987-ben alapította Dr. John A. Woollam. Eredetileg a cég a University of Nebraska spin off cége volt, mely gyors növekedése eredményeképp mára a világ vezető spektroszkópai ellipszométereket gyártó cégévé note ki magát. A cég 25 éves története alatt több mint 100 szabadalommal védett technológiai fejlesztést hoztak létre.

A cég hozzávetőleg félszáz alkalmazottal üzemel, melyek többsége mérnök és tudós, kik az ellipszometria fejlesztésén dolgoznak. A cég termékei kézzel összeszerelt és a felhasználói igényeket egyedileg is kielégítő berendezések.

A J.A. Woollam Co. székhelye Nebraska államban Lincoln városban található.

A cég jelentősebb termékei:

6.1.2 M-2000® Ellipsometer sorozat



Az M-2000 szériába tartozó ellipszométerek a vékonyréteg technológia sokféle igényének igyekeznek megfelelni. Az alkalmazási területek rugalmasságát a fejlett optikai tervezés, széles spektrális tartomány és gyors adatgyűjtés igyekszik biztosítani.

Az M-2000 egyszerre igyekszik pontos és gyors mérőműszer lenni. A szabadalommal védett RCA technológia ötvözi a forgo kompenzátoros ellipszometriát a nagy sebességű CCD detektorral. A létrehozott elrendezésben így lehetőség nyílik a másodperc törtrésze alatt több száz nanometers tartományban adatgyűjtésre.

Az M-2000 fő rendeltetése, hogy alkalmas legyen éppúgy in-situ monitorozásra, mint folyamatszabályozásra és nagy felületű rétegek feltérképezésére, valamint vékonyrétegek általános célú vizsgálatára.

M-2000 jellemzői:

- RCE (forgo kompenzátoros elrendezés) a pontosság növelése érdekében
- Az RCE kialakítás kompatibilis a fejlett CCD detektálással, ami lehetővé teszi az összes hullámhossz egyidejű mérését.
- 700nm-es frekvenciatartomány
- A moduláris design lehetővé teszi az M-2000 integrálását meglévő rendszerekhez, vagy a cég által elérhető állványokhoz.



Fix szögű



Állítható szögű



Automatikus szögű

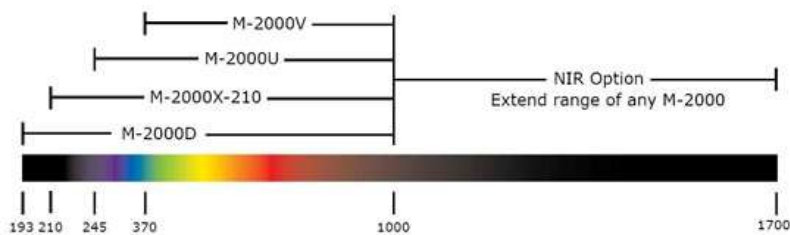


Fókuszált



Vertikális szögű

Az M-2000 sorozatba tartozó ellipszométerek:



Az M-2000 sorozatba tartozó ellipszométerek frekvencia-tartomány lefedése

6.1.2.1 M-2000V

- 370 nm - 1000 nm hullámhossztartomány
- 390 hullámhossz

Belépő szintű rendszer, mely frekvenciatartománya ideális dielektrikumok, organikus anyagok és amorf félvezetők vizsgálatára. Gyors és pontos rendszer, mely egy kompakt optikával kombinálva elérhető berendezésként áll rendelkezésre.

6.1.2.2 M-2000U

- 245 nm - 1000 nm hullámhossztartomány
- 470 hullámhossz

A frekvenciatartomány lefedi az UV tartományt is, egészen 245 nm-ig. Sokféle vékonyréteg vizsgálatára alkalmas, melyek közül a legtipikusabbak a dielektrikumok, organikus anyagok, félvezetők és fémek. Optikai paraméterek és vastagságok mérésére sub-nanométeres tartománytól tíz mikronos tartományokig alkalmas.

6.1.2.3 M-2000X-210

- 210 nm – 1000 nm hullámhossztartomány
- 480 hullámhossz

Speciálisan tervezett rendszer széles hullámhossztartományban, kisebb foltmérettel.

6.1.2.4 NIR Extension (Opcionális)

- 1000 nm – 1690 nm hullámhossztartomány
- 220 hullámhossz

Minden M-2000 sorozatba tartozó ellipszométernél lehetőség van a hullámhossztartomány közel IR tartományig történő bővítésére. A hosszú hullámhosszok segítségével átlátszó vezető oxid rétegek (mint ITO, $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$) vizsgálatára nyílik lehetőség, melyeknél rövidebb hullámhosszoknál magasabb abszorpció jelentkezik. Ajánlott továbbá vastagabb és komplexebb multirétegek vizsgálatához is.

6.1.2.5 M-2000D

- 193 nm – 1000 nm hullámhossztartomány
- 500 hullámhossz

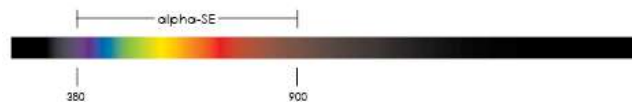
Kielégíti a félvezetőipar legtöbb kívánalmát. Mérés minden litográfiai vonalon (193 nm, 248 nm és 365 nm) A rövid hullámhosszokon történő mérés nagyobb érzékenységet tesz lehetővé ultra vékonyrétegeknél és a szimultán adatgyűjtés hosszabb hullámhosszokon nagyobb rétegvastagság pontosságot tesz lehetővé.

6.1.3 *alpha-SE® Ellipsometer*



© J.A. Woolam Co., Inc.

Rutin mérések végzéséhez ajánlott leginkább az alpha-SE® Ellipsometer, amennyiben a rétegek vastagsága és törésmutatója a rétegek keresett tulajdonsága. Az ellipszométer egyszerű kialakítása eredményeképpen a minta behelyezése és a megfelelő modell kiválasztása után másodperceken belüli eredményt ad.

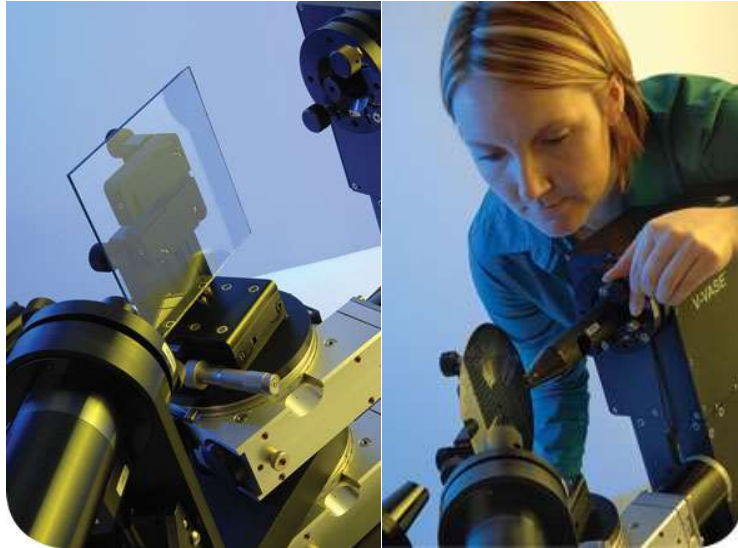


Az alpha-SE® Ellipszométer hullámhossz-tartomány lefedése

Az alpha-SE® Ellipszométer jellemzői:

- Gombnyomásra működő automatizált mérési funkció
- Pontos és nem destruktív vastagság és törésmutató meghatározás
- Dielektrikumok, félvezetők és organikus anyagok mérésére alkalmas
- Egyszerű minták mérésére optimalizált rendszer
- Több száz hullámhossz egyszerre történő mérésének következtében gyors merest tesz lehetővé, ami másodpercek alatt kész eredményt szolgáltat

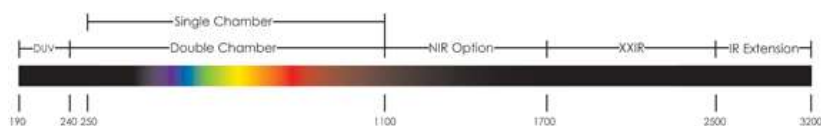
6.1.4 VASE® Ellipsometer



A VASE a Woollam cég legpontosabb és legsokoldalúbb ellipszométere, mely a kutatásban szinte minden vékonyréteg vizsgáltára alkalmas (félvezetők, dielektrikumok, polimerek, fémek, multi-rétegek és más rétegek...).

Ez a berendezés ötvözi a nagy pontosságot a széles hullámhossztartománnyal 193 nm-től egészen 3200 nm-ig. Változtatható hullámhossztartomány és mérési szög nagy rugalmasságot tesz lehetővé a méréseknél:

- Reflexiós és transzmissziós ellipszometria
- Általános ellipszometria
- Reflektancia intenzitás
- Transzmisszió intenzitás
- Kereszt polarizáció R/T
- Depolarizáció
- Scatterometria
- Müller mátrix



A VASE hullámhossz-tartomány lefedése

A VASE jellemzői:

- Nagy pontosság, melyet a forgó analizátor (RAE) és a szabadalmaztatott AutoRetarder® kombinált használatával ér el.
- HS-190™ pásztázó monokromátor alkalmazása, mely kifejezetten spektroszkópiai ellipszometriai célra let kifejlesztve. Ez az egység optimalizált sebesség, hullámhossz pontosság és fényáteresztés közben automatikusan szabályozza a hullámhossz kiválasztást és a spektrális felbontást.
- A V-VASE vertikális mérési elrendezése miatt könnyen alkalmazható minták változatos geometriái mellett.

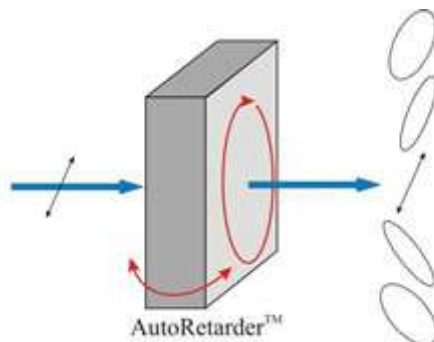
6.1.5 RAE + AutoRetarder Technológia

A Forgó Analizátoros Ellipszometer (RAE) által mért adat pontossága maximális a "Brewster" feltétel közelében -ahol a Ψ/Δ adat "tartalom-gazdag", Mindazonáltal ez a tartomány alacsony jelű minták esetén korlátozott lehet.

A szabadalmaztatott AutoRetarder egy számítógép kontrollált "hullámlemez" vagy "negyedhullám-lemez", amely kontrollált módon módosítja a polarizációs állapot mielőtt az eléri a mintát. Ez az eljárás optimális mérési feltételt biztosít bármilyen minta, és bármilyen mérési körülmény esetére.

Az AutoRetarder pontosan mér:

- Ψ -t és Δ -t az egész tartományban
- Általánosított (anizotróp) Ellipszometria
- Depolarizációs adatokat
- Müller-mátrix adatokat



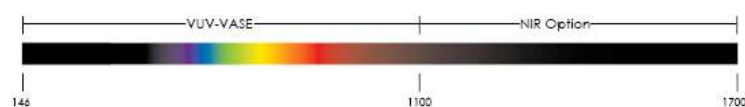
Az AutoRetarder sematikus képe

6.1.6 VUV-VASE® Ellipsometer



A VUV-VASE egy változtatható szögű ellipszométer, mely a litográfiai alkalmazásoknál használt optikai minősítő berendezés. Hullámhossztartománya 146 nm mély UV-tól a közeli IR tartományig (1100 nm, ill. 1700 nm) tart. Segítségével lehetőség nyílik rendkívül sokféle anyag vizsgálatára, melyek: félvezetők, dielektrikumok, polimerek, fémek, multirétegek és folyadékok, mint az például immerziós oldatok

A VUV-VASE rendszer alkalmas minden litográfiában alkalmazott hullámhosszon (157 nm, 193 nm, and 248 nm) és közeli infra tartományban is mérni, így biztosítva a pontos optikai konstansok (n és k) és rétegvastagság meghatározását.

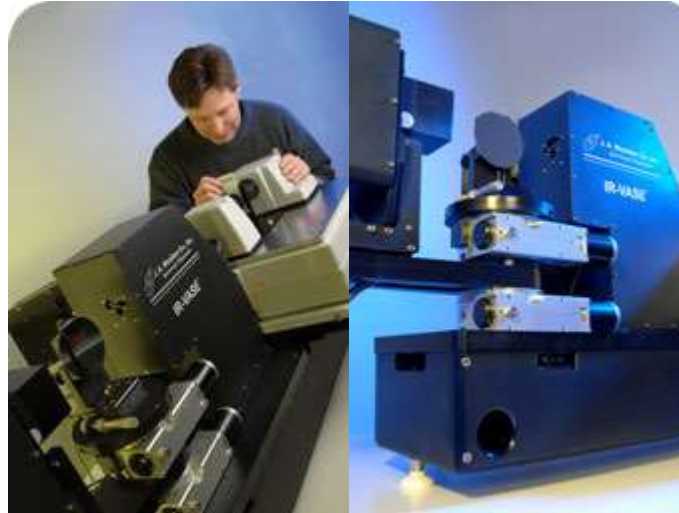


A VASE hullámhossz-tartomány lefedése

A VUV-VASE jellemzői:

- Széles hullámhossztartomány, 146nm-től opcionálisan akár 1700nm-ig
- Nagy pontosság a szabadalmaztatott AutoRetarder segítségével, ami 0° - 360° szögtartományban képes mérésekre 0° és 180° közelében is ezzel biztosítva a legjobb mérést minden anyagtipusra
- Kényelmes mintakezelés load-lock karma alkalmazásával
- Mintavédelem monokromátor segítségével, mely kiszűri a fényérzékeny mintákra káros hullámhosszokat

6.1.7 IR-VASE® Ellipsometer



Az IR-VASE® az eddigi egyetlen olyan ellipszométer, mely hullámhossztartománya lefedi az 1.7 μm – 30 μm -ig tartó tartományt. Az IR-VASE® segítségével meghatározhatóvá válik a vizsgált anyag n és k értékei a teljes spektrális tartományban anélkül, hogy Kramers-Kronig analízis segítségével extrapolációra lenne szükség. Mint az összes Woollam ellipszométer, alkalmas vékony rétegek, vagy akár tömbi anyagok vizsgálatára is, melyek lehetnek dielektrikumok, félvezetők, polimerek, vagy fémek.



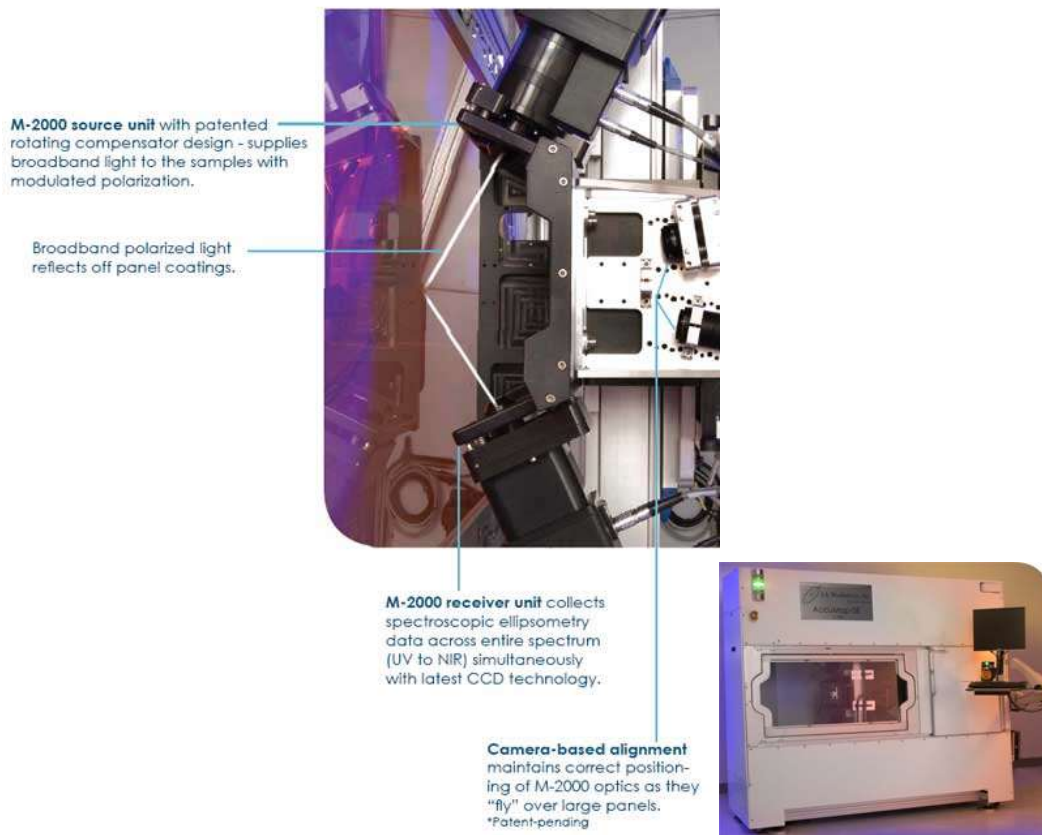
A IR-VASE hullámhossz-tartomány lefedése

Az IR-VASE jellemzői:

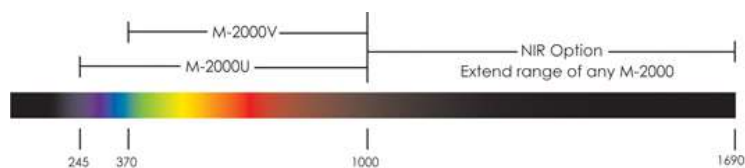
- Sok anyagi jellemző roncsolásmentes vizsgálatát teszi lehetővé. Vákuum alkalmazása nélkül van lehetőség vastagság, optikai állandók, anyagösszetétel, kémiai kötésállapot, adalékkoncentráció és egyéb jellemzők mérésére akár szilárd-folyadék határfelületeken is.
- Nincs szükség referenciamintára a vizsgálatokhoz és a foltátmérőnél kisebb minták vizsgálata is lehetséges.

- Szabadalmaztatott eljárással nyílik pontosabb mérésre lehetőség, melyek a hibás optikai elemek hatásait küszöbölik ki.

6.1.8 AccuMap-SE® Ellipsometer



Az AccuMap-SE célja, hogy nagy felületű minták rétegegyenletességét lehessen meghatározni vele, amit a nagy mérési sebességet megvalósítani képes M-2000® ellipszométer és a gyors térképezés ötvözetével valósítja meg. Az M-2000 sorozat hullámhossztartománya jól illeszkedik a napelem és LCD ipar anyagaihoz és méreteihez.

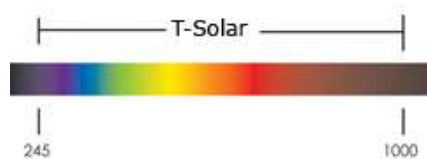


A AccuMap-SE® hullámhossz-tartomány lefedése

6.1.9 T-Solar™ Ellipsometer



A T-Solar™ ellipszométer a legkiforrotabb napelem mérési technológiákat ötvözi egyetlen műszerben, kifejezetten texturált minták sajátosságaihoz alkalmazkodva. Az M-2000 forgókompenzátoros spektroszkópiai ellipszométer alapjaira épülő T-Solar ellipszométer is több száz különböző hullámhosszon mér az UV-től a közeli infra tartományig. A texturált mintákon történő csökkent reflexió kompenzálásaképpen a T-Solar nagy intenzitású fényforrást és Intensity-Optimizer* technológiát alkalmaz. A T-Solar így kimondottan AR beconattal rendelkező texturált minták mérésére let optimalizálva. Ezek mellett a T-Solar mintatartója szögben állítható és forgatható, hogy a texturált felület piramisaihoz igazodó mérési beállítást lehessen elérni.



A T-Solar ellipszométer hullámhossz-tartomány lefedése



Napelemes alkalmazásokhoz:

- Texturált Mono- és Multikristályos minták
- AR bevonatok (SiNx, AlNx...)
- TCO-k
 - ITO
 - ZnOx
 - Adalékolt SnO2
 - AZO
- a-Si, μ c-Si, poly-Si
- CdTe, CdS, CIGS
- Organikus PV anyagok
- Dye Sensitized rétegek

Az Intensity-Optimizer* egy egyszerű megoldást nyújt a mérőjel tartományát a minta sajátosságaihoz igazítani. Ez rendkívül hasznos, amikor gyors egymásutánban kell mérni üveg, fém és texturált mintákat, ahol nagy különbségek jelenhetnek meg a reflektált jel tekintetében.

A T-Solar™ mintatartója teljes egészében állítható a texturált minták piramisainak lapjai szerint. A szög és forgatás állításával a minták a mérőjellel összhangba hozhatóak.



6.1.10 Publikációk

A J. A. Woollam Company a rendkívül sok szabadság mellett tudományos cikkekkel is segíti a különböző iparágak igényeinek kielégítését szolgáló műszerek

megértését. Az alábbiakban a különböző műszerek mélyebb megértését és alkalmazhatóságukat segítő cikkek jegyzékét adjuk:

Általános ellipszometria

Overview of Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry (VASE), Part I:

Basic Theory and Typical Applications

Authors: J. A. Woollam, B. Johs, C. Herzinger, J. Hilfiker, R. Synowicki, and C. Bungay
SPIE Proceedings, CR72, (1999) 3-28.

Overview of Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry (VASE), Part II:

Advanced Applications

Authors: B. Johs, J. A. Woollam, C. Herzinger, J. Hilfiker, R. Synowicki, and C. Bungay
SPIE Proceedings, CR72, (1999) 29-58.

Progress in Spectroscopic Ellipsometry: Applications from Vacuum

Ultraviolet to Infrared

Authors: J. Hilfiker, C. Bungay, R. Synowicki, T. Tiwald, C. Herzinger, B. Johs, G. Pribil, and J. A. Woollam
J. Vac. Sci. Technol. A, 21, 4, (2003) 1103-1108.

Quantifying the Accuracy of Ellipsometer Systems

Authors: B. Johs, C.M. Herzinger
Phys. Stat. Sol. (c), No.5, (2008) 1301-1035.

Survey of Methods to Characterize Thin Absorbing Films with Spectroscopic Ellipsometry

Authors: J. Hilfiker, N.Singh, T. Tiwald, D. Convey, S.M. Smith, J.H. Baker, H.G. Tompkins
Thin Solid Films, 516, (2008) 7979-7989.

Félvezető ellipszometria

Ellipsometry Characterization of Bulk Acoustic Wave Filters

Authors: E. Nolot, A. Lefevre, J. Hilfiker
Phys. Stat. Sol. (c) 5, No.5, 17, (2008) 1168-1171.

Spectroscopic Ellipsometry (SE) for Materials Characterization at 193 and 157nm

Authors: J. Hilfiker, F. G. Celii, W. D. Kim, E. A. Joseph, C. Gross, T. Y. Tsui, R. B. Willecke, J. L. Large, and D. A. Miller
Semiconductor Fabtech, 17, (2002) 87-91.

Immersion Fluids for Lithography: Refractive Index Measurement Using Prism Minimum Deviation Techniques

Authors: R. Synowicki, G. Pribil, G. Cooney, C. Herzinger, S. Green, R. H. French, M. K. Yang, M. F. Lemon, J. H. Burnett, and S. Kaplan
Semiconductor Fabtech, 22, (2004) 55-58.

Spectroscopic Ellipsometry as a Potential In-Line Optical Metrology Tool for Relative Porosity Measurements of Low- K Dielectric Films

Authors: N. V. Edwards, J. Vella, Q. Xie, S. Zollner, D. Werho, I. Adhihetty, R. Liu, T. Tiwald, C. Russell, J. Vires, and K. H. Junkerd
Mat. Res. Soc. Symp. Proceedings, 697, (2002) P4.7.1-P4.7.6.

Spectroscopic Ellipsometry Analysis of InGaN/GaN and AlGaIn/GaN Heterostructures Using a Parametric Dielectric Function Model

Authors: J. Wagner, A. Ranakrishnan, H. Obloh, M. Kunzer, K. Köhler, and B. Johs
MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. XX, WY.Y, (2000).

Napelem alkalmazások

Spectroscopic Ellipsometry Characterisation: Silicon-based Solar Cells

Authors: J. Hilfiker, R. Synowicki
Photovoltaics International PV Event Supplement, June/July 2008, 19-21.

Photovoltaic Applications Using Spectroscopic Ellipsometry

Photovoltaics Application Note, J.A. Woollam Co., Inc. (2008).

Characterization of Si Nanorods by Spectroscopic Ellipsometry with Efficient Theoretical Modeling

Authors: S.H. Hsu, E.S. Liu, Y.C. Chang, J. N. Hilfiker, Y.D. Kim, T.J. Kim, C.J. Lin, and G.R. Lin
Phys. Stat. Sol. (a) 205, No. 4, (2008) 876-879.

Effect of Chemical Treatment on the Optical Properties of a Cadmium Telluride Photovoltaic Device Investigated by Spectroscopic Ellipsometry

Authors: S. Kohli, V. Manivannan, J. Hilfiker, P.R. McCurdy, R.A. Enzenroth, K.L. Barth, W.P. Smith, R. Luebs, W.S. Sampath
Journal of Solar Energy Engineering, Vol. 131, (2009) 21009-1-21009-7.

Growth and Characterization of Large Area Cu(In,Ga)Se₂ Films

Authors: A. M. Hermann, C. Gonzalez, P. A. Ramakrishnan, D. Balzar, C. H. Marshall, J. Hilfiker, and T. Tiwald
Thin Solid Films, 387, (2001) 54-56.

Vegyészet-Biológia

VUV and IR Spectroellipsometric Studies of Polymer Surfaces

Authors: J. A. Woollam, C. Bungay, J. Hilfiker, T. Tiwald, and W. Paulson
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 208, (2003) 35-39.

Infrared Spectroscopic Ellipsometry Study of Molecular Orientation Induced Anisotropy in Polymer Substrates

Authors: C. Bungay and T. Tiwald
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 272-277.

Characterization of UV Irradiated Space Application Polymers by Spectroscopic Ellipsometry

Authors: C. Bungay, T. Tiwald, M. Devries, B. Dworak, and J. A. Woollam
Polymer Engineering and Science, 40, 2, (2000) 300-309.

Diameter-Dependent Optical Constants of Gold Mesoparticles Electrodeposited on Aluminum Films Containing Copper

Authors: D. A. Brevnov and C. Bungay
J. Phys. Chem. B, 109, (2005) 14529-14535.

Repeatability of Ellipsometric Data in Cholera Toxin G_{M1}-ELISA Structures

Authors: L.G. Castro, D.W. Thompson, T. Tiwald, E.M. Berberov, J.A. Woollam.
Surface Science 601, (2007) 1795-1803.

Infrared Ellipsometry Studies of Thermal Stability of Protein Monolayers and Multilayers

Authors: H. Arwin, A. Askendahl, P. Tengvall, D.W. Thompson, J.A. Woollam.
Phys. Stat. Sol. (c) 5, No.5, (2008) 1438-1441.

Effects of Ion Concentration on Refractive Indices of Fluids Measured by the Minimum deviation technique

Authors: T. Berlind, G. K. Pribil, D. Thompson, J. A. Woollam, and H. Arwin.
Phys. Stat. Sol. (c) 5, No. 5, (2008) 1249-1252.

Optikai bevonatok

Toward Perfect Antireflection Coatings. 3. Experimental Results Obtained with the Use of Reststrahlen Materials

Authors: J. A. Dobrowolski, Y. Guo, T. Tiwald, P. Ma, and D. Poitras
Applied Optics, 45, 7, (2005) 1555-1562.

Emerging Applications of Spectroscopic Ellipsometry

Author: J. Hilfiker
Glass Coatings, 1, (2007) 24-27.

Recent Developments in Spectroscopic Ellipsometry for Materials and Process Control

Authors: J. Hilfiker, B. Johs, J. Hale, C. Herzinger, T. Tiwald, C. Bungay, R. Synowicki, G. Pribil, and J. A. Woollam
SVC 45th Annual Tech. Conf. Proceedings, (2003) 365-370.

Spectroscopic Ellipsometry in Optical Coatings Manufacturing

Authors: J. Hilfiker, J. Hale, B. Johs, T. Tiwald, R. Synowicki, C. Bungay, and J. A. Woollam
SVC 44th Annual Tech. Conf. Proceedings, (2001) 295-300.

Optical Monitoring of Thin-films Using Spectroscopic Ellipsometry

Authors: D. E. Morton, B. Johs, and J. Hale
SVC 45th Annual Tech. Conf. Proceedings, (2002) 1-7.

Spectroscopic Ellipsometry Methods for Thin Absorbing Coatings

Authors: J. Hilfiker, R. Synowicki, H.G. Tompkins
SVC 51st Annual Tech. Conf. Proceedings, (2008) 511-516.

Kijelzők

The Advantages of Spectroscopic Ellipsometry for Flat Panel Display Applications

Authors: J. Hilfiker and R. Synowicki
Semiconductor Fabtech, 6, (1997) 393-398.

Generalized Spectroscopic Ellipsometry and Mueller-Matrix Study of Twisted Nematic and Super Twisted Nematic Liquid Crystals

Authors: J. Hilfiker, B. Johs, C. Herzinger, J. F. Elman, E. Montbach, D. Bryant, and P. J. Bos
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 596-600.

Spectroscopic Ellipsometry Characterization of Indium Tin Oxide Film Microstructure and Optical Constants

Author: R. Synowicki
Thin Solid Films, 313-314, (1998) 394-397.

Adattárolás

Spectroscopic Ellipsometry for Data Storage Applications

Authors: J. Hilfiker, R. Synowicki, J. Hale, and C. Bungay
DataTech, 1, (1998) 175-182.

Spectroscopic Ellipsometry and Magneto-Optic Kerr Effects in Co/Pt Multilayers

Authors: X. Gao, D. W. Glenn, S. Heckens, D. Thompson, and J. A. Woollam
Applied Physics, 82, (1997) 4525-4530.

Anizotrópia

Mueller-Matrix Characterization of Liquid Crystals

Authors: J. Hilfiker, C. Herzinger, T. Wagner, A. Marinoc, G. Delgaisc, and G. Abbatec
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 591-595.

Generalized Ellipsometry for Orthorhombic, Absorbing Materials: Dielectric Functions, Phonon Modes and Band-to-Band Transitions of Sb₂S₃

Authors: M. Schubert, T. Hofmann, C. Herzinger, and W. Dollase
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 619-623.

Characterization of Biaxially-Stretched Plastic Films by Generalized Ellipsometry

Authors: J. F. Elman, J. Greener, C. Herzinger, and B. Johs
Thin Solid Films, 313-314, (1998) 814-818.

Infravörös

Use of Molecular Vibrations to Analyze Very Thin Films with Infrared Ellipsometry

Authors: H. G. Tompkins, T. Tiwald, C. Bungay, and A. E. Hooper
J. Phys. Chem. B, 108, 12, (2004) 3777-3780.

Measurement of Rutile TiO₂ Dielectric Tensor from 0.148 to 33 mm Using Generalized Ellipsometry

Authors: T. Tiwald and M. Schubert
SPIE Proceedings, 4103, (2000) 19-29.

Optical Determination of Shallow Carrier Profiles Using Fourier Transform Infrared Ellipsometry

Authors: T. Tiwald, D. Thompson, and J. A. Woollam
J. Vac. Sci. Technol. B, 16, (1998) 312-315.

Determination of the Mid-IR Optical Constants of Water and Lubricants Using IR Ellipsometry Combined with an ATR Cell

Authors: T. Tiwald, D. Thompson, J. A. Woollam, and S. V. Pepper
Thin Solid Films, 313-314, (1998) 718-721.

Low-Orbit-Environment Protective Coating for All-Solid-State Electrochromic Surface Heat Radiation Control Devices

Authors: E. Franke, H. Neumann, M. Schubert, C. L. Trimble, L. Yan, and J. A. Woollam
Surface and Coatings Technology, 151-152, (2002) 285-288.

Generalized Far-Infrared Magneto-Optic Ellipsometry for Semiconductor Layer Structures: Determination of Free-Carrier Effective-Mass, Mobility, and Concentration Parameters in n-Type GaAs

Authors: M. Schubert, T. Hofmann, and C. Herzinger
J. Opt. Soc. Am. A, 20, 2, (2003) 347-356.

In Situ

In situ Spectroscopic Ellipsometry as a Versatile Tool for Studying Atomic Layer Deposition

Authors: E. Langereis, S.B.S. Heil, H.C.M Knoops, W. Keuning, M.C.M. van de Sanden, and W.M.M. Kessel
J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 073001 (19pp).

Recent Developments in Spectroscopic Ellipsometry for In Situ Applications

Authors: B. Johs, J. Hale, N. J. Ianno, C. Herzinger, T. Tiwald, and J. A. Woollam
SPIE Proceedings, 4449, (2001) 41-57.

General Virtual Interface Algorithm for In Situ Spectroscopic Ellipsometric Data Analysis

Author: B. Johs
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 632-638.

Dielectric Function of Thin Metal Films by Combined In Situ Transmission ellipsometry and Intensity Measurements

Authors: G. Pribil, B. Johs, and N. J. Ianno
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 443-449.

Closed-Loop Control of Resonant Tunneling Diode Barrier Thickness Using In Situ Spectroscopic Ellipsometry

Authors: J. A. Roth, W. S. Williamson, D. H. Chow, G. L. Olson, and B. Johs
J. Vac. Sci. Technol. B, 18, (2000) 1439-1442.

Különböző anyagok

Optical Properties of Bulk c-ZrO₂, c-MgO and a-As₂S₃ Determined by Variable Angle Spectroscopic Ellipsometry

Authors: R. Synowicki and T. Tiwald
Thin Solid Films, 455-456, (2004) 248-255.

Vacuum Ultra-violet Spectroscopic Ellipsometry Study of Single- and Multi-phase Nitride Protective Films

Authors: S.M. Aouadi, A. Bohnhoff, T. Amriou, M. Williams, J.N. Hilfiker, N. Singh, and J.A. Woollam
J. Phys.: Condens. Matter, 18, (2006) S1691-S1701.

Suppression of Backside Reflections from Transparent Substrates

Authors: R.A. Synowicki
Phys. Stat. Sol. (c) 5, No. 5, (2008) 1085-1088.

Ellipsometric Determination of Optical Constants for Silicon and Thermally Grown Silicon Dioxide via a Multi-sample, Multi-wavelength, Multi-angle Investigation

Authors: C. Herzinger, B. Johs, W. A. McGahan, J. A. Woollam, and W. Paulson
Applied Physics, 83, 6, (1998) 3323-3336.

Dielectric Function Representation by B-splines

Authors: B. Johs, J.S. Hale
Phys. Stat. Sol. (a), (2008) 1-5.

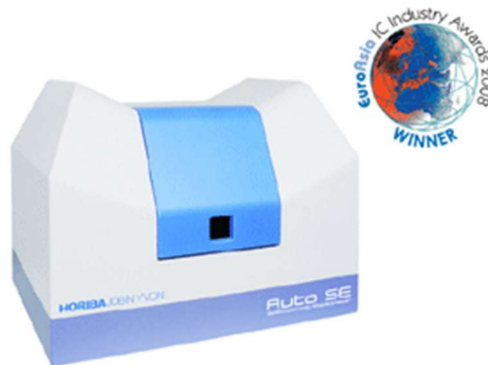
6.2 HORIBA [24]

6.2.1 Cég információ:

A HORIBA Scientific egy új globális cég, mely azzal a céllal jött létre, hogy a felhasználók jelenbeli és jövőbeni szükségletei a HORIBA cég tudományos piacon szerzett tapasztalataival és erőforrásaival hatékonyabban találkozhatnak. A cég a tudományos analitikai és méréstechnika igen széles palettáját fedi le műszereivel. A HORIBA cég integrálni igyekszik a kutatásban, műszerfejlesztésben, alkalmazások területén, salesben, szervizelésben és támogatásban szerzett tapasztalatait, hogy a végfelhasználóknak célzottan a legalkalmasabb műszerek és módszerek állhassanak rendelkezésre nemzetközi támogatottsággal.

A HORIBA cég sok más mérőműszer mellett több ellipszométerrel jelenik meg a nemzetközi piacon.

6.2.2 Auto SE, Simple Thin Film Measurement Tool



Ez a belépő szintű műszer elsősorban egyszerű és rutinszerű mérések végzését könnyíti meg.

Az Auto SE egyszerű minták teljesen automatizált mérését teszi lehetővé egyetlen gombnyomással. A mérés során a műszer néhány másodperc alatt készít teljes rétegelemzést, mely tartalmazza a rétegvastagságot, optikai konstansokat, felületi érdességet és rétegegyenletesség adatokat.

Az Auto SE részét képezi egy XYZ mintatartó, valós idejű képmegjelenítés és automata foltméretválasztó. Ezekon felül széles skálán választható a különféle alkalmazások speciális igényeihez igazodó tartozék.

A műszer továbbá tartalmaz beépített diagnosztikai egységet is, mely az esetlegesen fellépő meghibásodásokat és problémákat érzékeli és elemzi. Ezek alapján nyújt segítséget a hibaelhárításban az operátornak.

Az Auto SE automata funkcióinak köszönhetően egy nagyon hatékony eszközként alkalmazható rutinszerű vékonyréteg mérésekhez és minőségellenőrzéshez.

Az Auto SE jellemzői:

- Automatizált vékonyréteg analízis
- Foltméret 25x60 μm
- Tartozékok széles választéka
- Mintamegjelenítő rendszer

6.2.3 *UVISEL Spectroscopic Ellipsometer from VUV to NIR*



Az UVISEL Spectroscopic Ellipsometer a moduláris elrendezés és teljesítmény jó kombinációja a magasszintű vékonyréteg, felület és határfelület vizsgálatokhoz.

A fázis-modulációs technológia és hatékony optikai tervezés segítségével az UVISEL ellipszométer folytonosan fedi le a 145 nm- től 2100 nm-ig tartó hullámhossztartományt.

Segítségével nagy pontosságú és nagy felbontású adat nyerhető a teljes spektrumon kifogástalan jel/zaj arány mellett. Az UVISEL spektroszkópiai ellipszométer phase modulation technology segítségével nagyfrekvencián is mozgó alkatrész nélkül képes meghatározni a polarizációváltozást.

A műszer fő jellemzői:

- Nagy pontosság Ψ és Δ minden értékére
- Jó jel/zaj arány NUV-tól egészen NIR-ig
- Gyors adatgyűjtés, ami lehet akár 50 ms/mérési pont is. Ez alkalmassá teszi a műszert in-situ és real-time mérésekhez

Az UVISEL fazes modulált ellipszométer nagyobb érzékenységgű és pontosabb merest tesz lehetővé, mint hasonló műszerek, melyekben forgo alkatrészek vannak. Segítségével olyan vékonyrétegek és határfelületek válnak mérhetővé, melyre más műszerek nem lennének képesek, mindemellett 30 μm -ig alkalmas rétegek vizsgálatára.

Átlátszó minták mérése a hátoldal manipulálása nélkül is egyszerűen és gyorsan elvégezhető.

Az UVISEL rugalmas kialakításának következtében hat különböző spektrális tartományban történő mérésre is alkalmassá tehető. Látható, FUV, NIR, VUV és két megnövelt tartomány: 190 nm – 2100 nm, valamint 145 nm – 2100 nm. Automatizált megoldások segítik a felhasználót, hogy a legkönnyebben megtalálják a szükségleteihez legjobban alkalmazható eszközt.

Az UVISEL moduláris kialakításának köszönhetően egyaránt alkalmazható különálló mérőműszerként, vagy akár in-situ műszerként gyártósor mellett, vagy roll-to-roll soroknál.

Az új konfiguráció része egy kompakt és integrált goniometer, ami költségghatékony mérőműszerré teszi az UVISEL ellipszométert.

Az UVISEL a DeltaPsi2 szoftverfelülettel kezelhető, mint a többi HORIBA Jobin Yvon vékonyréteg mérőműszer. A DeltaPsi2 szoftver egy teljes mérő és modellező csomaggal segíti a merest rutin és magasabb szintű mérések támogatásához egyaránt.

Az UVISEL tervezésénél figyelembe vették a különböző technológiai területek kívánalmait.

Főbb jellemzők:

- Nagy érzékenység és pontosság
- moduláris kialakítás

- 145nm – 2100nm hullámhossztartomány
- Szoftvertámogatás, mely magában foglalja a modellezés, mérés és automatizált funkciók támogatását is

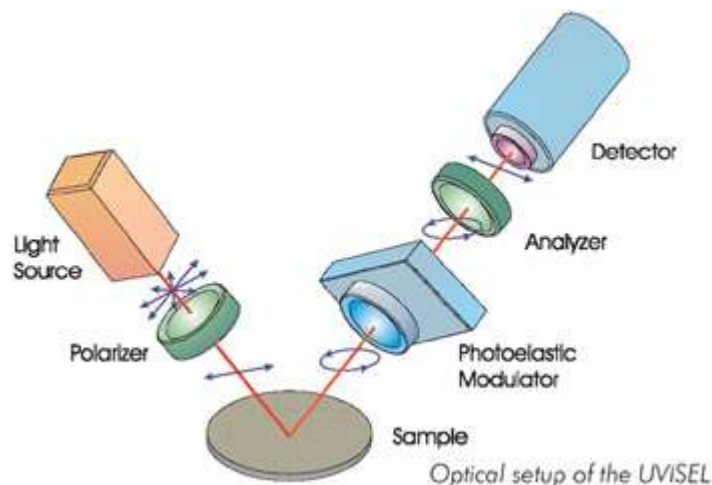
Mérési lehetőségek:

- Mérhető rétegvastagságok: 1Å - 30 μm
- Felületi és határfelületi érdesség
- Optikai állandók (n, k) izotróp, anizotróp és vastagságban változó rétegekhez
- Abszorpciós koefficiens (α) és sáv szélesség (E_g) számítás
- Anyagi jellemzők, mint összetétel, kristályosság, morfológia...
- Müller matrix
- Depolarizáció

6.2.4 A Fázis-modulációs technológia áttekintése

A Horiba UVISEL gyártmányú tudományos SE-i fotoelasztikus modulátort használnak polarizációs állapot modulátorként, magas (50 kHz) frekvencián akármilyen mechanikai mozgás nélkül. Ezen technológia sajátja az az előny, hogy nagyon gyors, nincs mozgó alkatrésze és nagy pontosságot biztosít széles spektrum tartományban mindenféle további extra optikai elemek nélkül. A fázismoduláció lehetővé teszi nagyobb érzékenység elérését a vékony filmek vastagságának és optikai állandóinak meghatározásához összehasonlítva a hagyományos ellipszometriákkal.

A fázis-modulált ellipszométer működése:



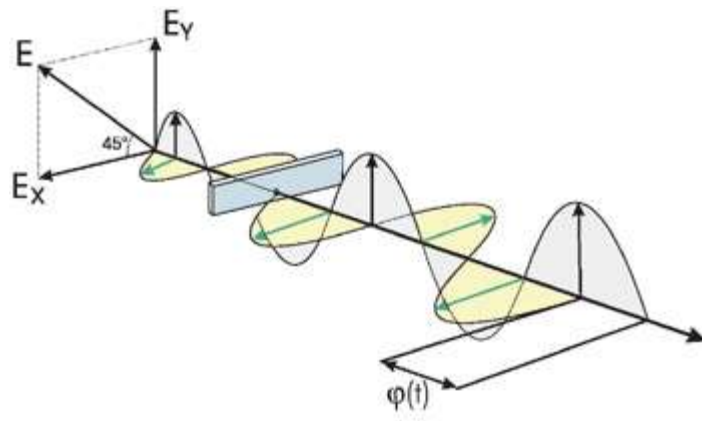
Fázis modulációs optikai összeállítás

A fényforrás egy Xenon lámpa, amely lefedi a 190-2100 nm spektrális tartományt. A fény először áthaladva az első polarizátoron, amely definiál a lineárisan polarizált állapotot, reflektálódik a vizsgálandó mintáról egy nem-merőleges (általában 70 fokos) szögben. A kimeneti fej tartalmaz egy fotoelasztikus modulátort és analízator-polarizátort, amely "megoldja" (meghatározza) a reflektált nyaláb polarizációs állapotát. Mindkét polarizátor fix helyzetben van a mérés közben, amíg a fotoelasztikus modulátor indukálja a reflektált nyaláb egy modulált fázistolását. A fényt egy rácson monokromátor analizálja, amely direktben irányítja szekvenciálisan az egyes hullámhosszakokat a detektorra.

Kétféle detektor alkalmaznak: foto-elektron-sokszorozót az FUV-VIS alkalmazásokhoz, és InGaAs fotodiodát NIR alkalmazásokhoz.

6.2.5 A fotoelasztikus modulátor

A fotoelasztikus modulátor egy amorf szilica üvegrúd, amely izotrop, amikor nincs rajta feszültség. A fotoelasztikus modulátor egy optikai elem, amelyet egy kettősen-törő modulátorként lehet leírni. Ha mechanikai stressz van alkalmazva a kvarc rudra (a végeire piezoelectric transducer van csatlakoztatva) a modulátor kettősen törővé válik ($n_0 \neq n_e$). Ez azt jelenti, hogy a fény áthaladva az egyik tengely mentén gyorsabban halad mint a másik irányban, ami különböző fázis sebességet jelent így egy modulált fázistolást indukál.



Schematic of the photoelastic modulator working

6.3 Accurion GmbH [25]

Az Accurion GmbH a korábbi piacvezető cégek; Nanofilm és Halcyonics együttes elnevezése, mely név alatt továbbra is kaphatóak a korábbi cégek által forgalmazott termékek.

A cég által gyártott ellipszométerek:

Az Imaging Ellipszométerek a klasszikus ellipszométerek határait lépik át azzal, hogy ebben az esetben a rétegvastagság és az optikai tulajdonságok nulla ellipszométer és mikroszkóp mérés technológiájának ötvözeteként nyerhetőek ki. Eredményképpen nagy kontrasztú képeket kapunk a minta felületéről, mely laterális felbontása akár $1\mu\text{m}$ is lehet. A spektroszkópiai ellipszometria lehetőséget nyújt polimer felületek, grafén, monolrétegek, bioszenzorok, proteinek és kolloidok vizsgálatára is.

6.3.1 Nanofilm_EP4



A rugalmas konfigurációval tervezett nanofilm_ep4 a tudományos világ számára 2013 májusában mutatkozott be ezért technikai tudásáról még nem hozzáférhető minden információ.

Képalkotási módszere lehetőséget nyújt a minta közvetlen vizsgálatára is, vagyis a minta közvetlen képét láthatjuk a műszer CCD kameráján.

Ez a kép tartalmaz ellipszometriai kontrasztot, ami egy kvalitatív analízisre ad módot, tehát réteghomogenitást láthatunk rajta, vagy eldönthetjük, hogy a réteg olyan e, amilyennek lennie kell.

Mivel a minta valós képét láthatjuk mérés közben, ezért lehetőség nyílik arra is, hogy a minta adott pontjában végezzünk mérést. Azoknál a mintáknál, ahol nincs lényegi különbség a réteg egyes pontjai közt, nagy biztonságot ad, hogy a mérésre kiválasztott pont a vékonyréteg egy tipikus és homogén területéről származik.

A termékcsalád számára készült szoftver minden szempontból kihasználja a mérőműszer adottságait, hogy minél pontosabban szolgálja ki a felhasználói igényeket.

Mivel a termékcsalád laterális felbontása akár a micrometer pontosságot is elérheti, szemben a hagyományos ellipszométerek 100-500 μm pontosságával, ezek a műszerek leginkább strukturált felületek, kis felületek és kis területek homogenitásának vizsgálatára alkalmasak. Természetesen a vastagság meghatározásában is nagy pontosság jellemző erre a műszerre, ami 0,1 nm nagyságrendbe esik.

A jó felbontás mellett erre a műszerre a gyorsaság is jellemző. Az "ep4Control and "AccurionDataStudio" segítségével kvantitatív vastagság, vagy optikai paraméter térkép készíthető. Ezeknek a méréseknek az eredményei hasonlóak az AFM képekhez, de ebben az esetben nincs szükség a teljes minta végigpásztázására. A minta teljes feltérképezése kevesebb, mint egy percet belül elvégezhető. A nanofilm_ep4 gyors és nagy felbontású műszerként alkalmazható mikroszerkezetek és homogenitások vizsgálatára.

Főbb jellemzők:

- 532nm laser (standard, opcionális upgrade)
- motorizált geniométer
- kézivezérlésű mintatartó
- nyitott keret
- PC és monitor a vezérléshez és méréshez

6.3.2 nanofilm_ep3



A nanofilm_ep3, a nanofilm_ep4 elődje volt éveken keresztül. Ugyan a generációváltás következtében a nanofilm_ep3 teljesítményében nem éri el a nanofilm_ep4-et, fejlettsége mégis sok alkalmazás számára kielégítő, ezért a piacon továbbra is hozzáférhető.

A nanofilm_ep3 legjellemzőbb előnyei:

- nagy pontosságú mérés
- multirétegek és sok parameter rétegek analízise
- hullámhosszválasztás fényelnyelő rétegekhez
- optimalizált érzékenység a hullámhosszbeállításokkal

A termékcsalád számára készült szoftver minden szempontból kihasználja a mérőműszer adottságait, hogy minél pontosabban szolgálja ki a felhasználói igényeket.

A nanofilm_ep3 MicroMapping lehetőséget is tartalmaz, ami eredményeképpen az AFM térképhez hasonló vastagság, vagy refraktív index térkép alkotható. A többi ellipszométerhez képest különbséget jelent, hogy a nanofilm_ep3 minden hullámhosszához a legnagyobb laterális felbontás érhető el, ami különösen alkalmassá teszi mikro strukturált minták vizsgálatához.

A nanofilm_ep3 Xenon fényforrást használ, 46 hullámhosszal 365 nm és 1000 nm közt. Olyan minták esetében, ahol nagyon kicsi a kontraszt, egy extra lézer segíti a mérést.

A műszer elérhető egy hullámhosszas kivitelben is.

Főbb jellemzők:

- 658 nm lézer (rendelésre más hullámhossz is elérhető)
- Xe Arc fényforrás 46 filterrel
- motorizált geniométer
- kézivezérlésű mintatartó
- nyitott keret
- PC és monitor a vezérléshez és méréshez

6.3.3 Integrált rendszer AFM-mel



A bemutatott rendszer a Nanosurf NaniteAFM műszer és a nanofilm_ep4 egy rendszerré integrálása. z így létrejövő berendezés segítségével lehetőség adódik az ellipszometriás képalkotással megjelenített felületi struktúrák további nanometers felbontású vizsgálatára.

A képalkotás úgy történik, hogy az intelligens mintakezelő utólagos pozícionálás nélkül teszi lehetővé a két módszerrel egyazon pont vizsgálatát.

Ezek segítségével lehetőség nyílik:

- Ugyanannak a pontnak az ellipszométeres és AFM vizsgálatára
- Nanométeres léptékű letapogatásra olyan helyeken, ahol a nanofilm_ep4 segítségével felületi érdesség és vastagság térkép készült
- Gyors vastagság és optikai tulajdonság térkép és 3D profil/felületi érdesség mérés egyazon ponton

6.3.4 Integrált rendszer THz TDS-sel

A TDS (Terahertz time-domain spectroscopy) egy spektroszkópai technika, mely terahertzes mintavevő jelet sugároz a vizsgálandó mintára. Mivel a detektált jel nem csak az amplitúdóval, hanem a fázissal is információt szolgáltat a vizsgált anyagról ezért ez a módszer több információt ad, mint a hagyományos Fourier-transzformációs spektroszkópia, ahol csak a detektált jel amplitúdója szolgáltat adatot.



6.3.5 Integrált mikrolabor

A műszer fejlesztése az IMM Mainz-cal együttműködésben történik és alkalmas mikrofluidikai mérésekre is.

A műszer a képalkotó ellipszometria és képalkotó spr módszer ötvözése.

Felhasználási területek:

- Antitest és antigen reakciók vizsgálata
- Protein-drug kölcsönhatások
- Peptide-protein reakciók
- Protein- glycoconjugate kölcsönhatások
- Lipid és membrane kötések vizsgálata
- minőségellenőrzés levegőn

6.4 SCREEN [26]

Dainippon Screen cég a kezdetektől kutatással és fejlesztéssel foglalkozott. Ars poetikájuk a *Shi Kou Ten Kai* (gondolkodni, megfontolni, fejleszteni és nyitni). Évek alatt a képalkotási technológiák területén váltak a piac meghatározó szereplőjévé.

Filozófiájuk a gyakorlatban úgy mutatkozik meg, hogy folyamatosan figyelik a vevői igényeket és a piac megújuló szükségleteit, hogy fejlesztéseik során olyan lehetőségeket és megoldásokat tudjanak kínálni, ami minden szempontból válasz a felmerülő kérdésekre.

6.4.1 Ellipszometriás rétegvastagság mérő rendszer RE széria



Főbb jellemzők:

- Nagy pontosság és multifunkcionalitás elérhető áron
- Automatizált mérési beállítás, ami lehetővé teszi, hogy megbízható mérési eredmények szülessenek nem professzionális kezelők méréseiből is
- Érzéketlen a minták hajlására, így nagy pontosságú mérés hajtható verge rajtuk
- Az egy-hullámhosszos mérés nagy ismételhetőséget biztosít még ultra vékonyrétegek esetében is $3\sigma = 0.006 \text{ nm}$ (SiO_2 on Si, $t = 5 \text{ nm}$)
- Új koordináta korrelációs algoritmus segítségével a képfelismerés pontosságával jelentősen javult a beállítások pontossága
- Az üzemköltségek csökkentése érdekében hosszúéletű lézerdiodákat alkalmaznak
- *Kis foltméret: $\varnothing 25\mu\text{m}$*

6.5 SEMILAB [27]

6.5.1 Cég információ:

A SEMILAB cég olyan mérőműszereket fejleszt, gyárt és forgalmaz, melyek a félvezető és napelemipar igényeinek kíván megfelelni. A termékpalalettán megtalálhatóak olyan műszerek is, melyek a gyártási folyamat monitorozásában, a félvezető eszközök, illetve napelemek mérésében, vagy akár kutatás/fejlesztési feladatok elvégzésében nyújtanak segítséget. A forgalmazott műszerek többsége roncsolás és érintésmentes mérést tesz lehetővé. A sokféle mérési módszert megvalósító műszerek rugalmasan integrálhatóak különféle platformokra, az egyszerű kéziműszertől az nagyfelbontású térképező asztali műszeren keresztül egészen a teljesen automatizált gyártásvezérlést végző ipari eszközözig. Napelemipar számára in-line mérőműszerek is elérhetőek a SEMILAB kínálatában.

A cég fő filozófiája, hogy a termékek folyamatos fejlesztésén keresztül rugalmas megoldásokkal szolgálják a felhasználókat reális áron kínált csúcskategóriás termékekkel. A felmerülő kihívások megoldása érdekében világszerte több, mint 70 fizikus és 90 mérnök áll a SEMILAB alkalmazásában, továbbá különböző projektekben együttműködésben fejlesztenek az IMEC-kel, ami a félvezetőipar legnagyobb kutató és fejlesztőközpontja.

Az eredményesség mellett a cég fontosnak tartja a felelős és fenntartható gondolkodásmódot, gondot fordítva a dolgozók juttatásaira és az oktatásra.

A SEMILAB-ot 1989-ben alapították a Műszaki Fizikai Kutatóintézet Spin-off cégeként. Történetileg az első termék egy DLTS műszer volt, melyet 1991-ben szállították a megrendelőnek. Azóta a termékpalletta elektronikai és optikai mérőműszerekkel bővült, és a cég mérete is jelentősen megnőtt: piacvezető elektronikai műszerfejlesztő céggé váltak a napelem iparágban, és negyedik legnagyobb félvezető mérés technikai cég 2008-ban 55millió USD bevétellel. Ezzel az eredménnyel a Deloitte Fast 50 szerint ők a 14. leggyorsabban fejlődő közép-kelet európai cég.

Semitest Inc. és az általuk fejlesztett mérés technológia cégvásárlás útján lett a SEMILAB tulajdona.

Az első spektroszkópiai ellipszométereket gyártó Sopra 2008-ban lett a SEMILAB tulajdona. A Sopra termékek továbbra is fejlesztés alatt állnak, a cég francia Sopralab SAS nevű leányvállalata által.

Az kontakt és non-kontakt dielektrikum és adalék mérés technikáról ismert SSM Inc. szintén 2008-ban vált a SEMILAB csoport részévé.

Szintén ebben az évben lett a csoport tagja a QC Solutions, mely fő profilja a nagyfrekvenciás ac-SPV mérés technológia.

2009 is a csoport növekedésének éve volt. Ebben az évben csatlakozott az Advanced Metrology Systems (AMS), mely IR reflektometria és 3D karakterizálás területén fejleszt csúcskategóriás műszereket.

A Semiconductor Diagnostics Inc. (SDI) is ebben az évben csatlakozott, magával hozva a diffúziós hossz és szennyeződések monitorozása területén szerzett tapasztalatait.

Ezeknek a bővüléseknek az eredményeképpen a cég sok leányvállalattal rendelkezik globálisan.

A SEMILAB ellipszometriás műszerei

6.5.2 *GES5E*

Spektroszkópiai ellipszométer 135 nm felbontással.



A SEMILAB Sopra terméke ez a spektroszkópiai ellipszométer, mely 135 nm-es tartományig képes mérés végzésére (GES5-E PUV opcióval). A műszer teljes hullámhossztartománya 135 nm – 650 nm, így alkalmas az összes következő generációs litográfiai anyag vizsgálatára (157 nm, Fe excimer lézer).

A GES5E platformja rendelhető glove boxban, hogy a szennyezők aránya a levegőben a legalacsonyabb maradjon. Ebben az esetben száraz nitrogén kerül a

térbe, mely mennyisége automatikusan szabályozva van a környező nyomástól. Ezek mellett a kialakítás praktikus alkalmazkodik a fotolitográfia igényeihez.

Az ellipszometriás mérések mellett a műszer alkalmas fotometriás mérések végzésére is (reflektancia és transzmittancia).

6.5.3 PS sorozat

Ellipszometria és porozimetria



A PS-1000, PS-1100 és PS-2500 műszerek ellipszometriás és porozimetriai (EP) mérések végzésére alkalmasak különböző automatizálási fokban és szeletmérettel. Ez a technológia egyedi vizsgálatot tesz lehetővé CVD és centrifugált pórusos ultra low K anyagok esetében. Az EP mérés során az optikai tulajdonságok és vastagság változását mérik adszorpció és deszorpció közben alacsony nyomáson. A mérés eredményeképpen megkapjuk a Low K anyag porozitását és szemcseméret eloszlását, kumulált felületét, pórus interkonnektivitását, Young modulusát, vastagságát és refraktív indexét.

EP méréssel minősíteni lehet strukturált és stukturálatlan szeletek zárórétegeit is. Az eszköz meghatározza az oldat diffúziójának mértékét a zárórétegbe. Amikor az oldat bediffundál a pórusok közé, megváltoztatja annak optikai paramétereit, amit az EP mérés könnyedén észlel.

Az EP mérés strukturális információval szolgál. Az EP plazmaforrással kombinálva alkalmas plazma ellenállás mérésre és plazmamarás és plazma tisztítás minősítésére. Az IMAC további felhasználási módszerek kifejlesztését is végzi a műszerrel.

Az EP továbbá alkalmas membránok, üzemanyagcellák, szenzorok, katalitikus felületek, nano-struktúrák és nano-kompozitok, valamint hybrid szerves és szervesetlen határfelületek vizsgálatára.

Az EP technológia az IMAC által szabadalmaztatott módszer, mely 2004-ben let a SEMILAB csoport tulajdona. A SEMILAB azóta számos releváns szabadalmat birtokol.

6.5.4 SE-3000

Automata spektroszkópiai ellipszométer



Az SE-3000 kifejlesztésének motivációja elsősorban a kutatás-fejlesztés és kísérleti gyártósorok támogatása volt. Alkalmazható a mikroelektronikában, a kijelzőgyártásban és különböző bevonatokat gyártó cégek technológiájában. A SE-3000 a GES5E alapjaira épült, az automatizálást, a mintakezelést és a gyorsaságot elősegítő eszközökkel. Ezek mellett az SE-3000 hullámhossztartománya, foltmérete és teljesítménye a GES5E-ével megegyező.

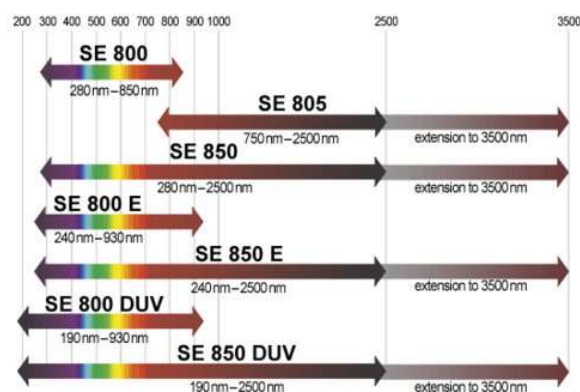
6.6 SENTECH [28]

A SENTECH Instruments vékonyréteg és napelemipar számára fejleszt, gyárt és forgalmaz magas szintű mérőműszereket.

6.6.1 SENresearch ellipszométercsalád



A SENresearch ellipszométercsaládba tartozó műszerek fedik le a legnagyobb hullámhossztartományt egy műszeren belül, ami 190nm-3500nm-es tartományt jelent.



A Step Scan Analyzer elv a SENTECH ellipszométereknek kizárólagos jellegzetessége. Az adatgyűjtés közben a polarizátor és a szélessávú kompenzátor fix, ami nagyon pontos merest tesz lehetővé. A SENresearch műszer rétegvastagság,

refraktív index és más optikai tulajdonságok mérésére alkalmas tömbi anyagon, vékonyrétegen, vagy multirétegszerkezeteken.



Izotróp és anizotróp anyagok, felületek és határrétegek érdekessége és azok gradiense egyaránt vizsgálható segítségével. Ezenek felül a SpectraRay/3, a SENTECH egyedi fejlesztésű szoftvere képes kezelni a mérés közbeni zavarokat, mint egyenetlenség, tükröződés, stb...

A SENresearch a SENTECH cég csúcskategóriás terméke. Az alpműszer tartalmazza az optikát, geometriát, mintatartót, fényforrást és a szokásos elemeket, továbbá bővíthető igény szerint különféle kutatás-fejlesztéshez szükséges bővítménnyel.

A SENresearch a gyorsaságot és a pontosságot ötvözi in-situ és ex-situ méréseknél.

A felhasználás területei lehetnek a texturált felületek vizsgálata, TCO-k vezetőképessége, vagy akár gyártósorokon in-situ monitorozás, vagy nagy üvegfelületek ex-situ térképezése.

A legújabb fejlesztések eredményeképpen a műszer alkalmas magneto-optikai mérésekre is.

6.6.2 *SENpro ellipszométer*



A SENpro egy olyan költséghatékony spektroszkópai ellipszométer, mely kompromisszumok nélkül alkalmas nagy teljesítményre.

A SENpro 5°-enként állítható szögű geniometert tartalmaz, mely a 40° – 90°-os tartományt fedi le a mérés optimalizálása érdekében.

A Step Scan Analyzer elv a SENpro sajátja. Az adatgyűjtés közben a polarizátor és a szélessávú kompenzátor fix, ami nagyon pontos merest tesz lehetővé.

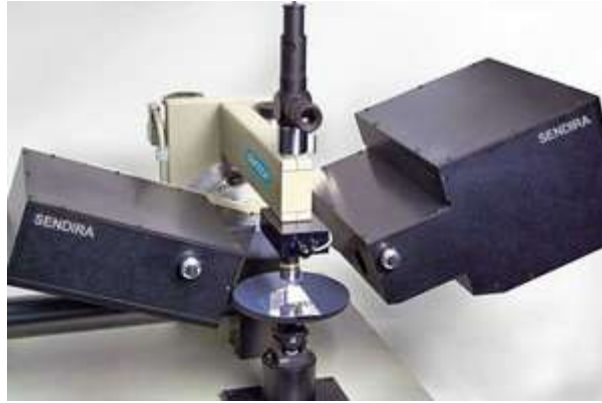
A SENpro kezelése rendkívül egyszerű. A műszert gyorsaság, valamint különböző szögek melletti mérések pontos analízise jellemzi. Hullámhossztartománya a 370nm-től az 1050nm-ig terjed. A vékonyrétegek, rétegszerkezetek és anyagok döntő többségének vastagság és optikai állandó meghatározása könnyen kivitelezhető segítségével.

A SENpro műszer tartalmazza a VIS-NIR optikát, az 5°-onként állítható geniometert, a mintatartót, a lézer szintezőt, a fényforrást és a detektort.

A SENpro továbbá tartalmazza a SpectraRay LT ellipszometriás szoftvert, mely a műszer vezérlését, mérés szimulációját, fittelést és kiértékelést végzi. A szoftver könnyen kezelhető kezdők számára is, valamint támogatja egyenletességtérképek felvételét is.

A SENpro felhasználási területein a gyorsaságot és pontosságot egyidőben igyekszik megvalósítani. A mérendő tartomány akár az 1 nm-től a 15 µm-ig terjedhet.

6.6.3 SENDIRA infraellipszométer



Vékonyrétegek összetételének alanízise és töltéshordozókoncentrációmérés végezhető ennek a műszernek a segítségével, mely a molekulák infragerjesztésének modelljén alapuló merést valósít meg.

Ennél a műszernél, a hagyományos FTIR spektrométerhez egy IR ellipszométer optikát kapcsoltak.

A SENDIRA rétegvastagság, refraktív index és más optikai tulajdonságok mérésére alkalmas tömbi anyagon, vékonyrétegen, vagy multirétegszerkezeteken.

Igazi előnyét a SENDIRA ellipszométer mélyebben lévő, esetleg nem átlátszó rétegek mérésénél mutatja meg. Segítségével ezeknek a rétegeknek az orientációja, nagyobb molekulák és molekulacsoportok vizsgálhatóak.

A SENTECH cég SENDIRA ellipszométere kifejezetten infra tartományban történő mérésekre van optimalizálva. A műszer tartalmazza az optikát, a computer vezérlésű geniométert, horizontális mintatartót, auto kollimátoros teleszkópot, hagyományos FTIR és DTGS, vagy MCT detektort. Az FTIR kiváló pontosságot és felbontást tesz lehetővé az $1.7 \mu\text{m} - 25 \mu\text{m}$ hullámhossztartományban.

A SENDIRA elsősorban vékonyrétegek spektroszkópiai mérésére alkalmas. Alkalmazható dielektrikumok, TCO-k, félvezetők és szerves anyagok vizsgálatához. A SENDIRA a by SpectraRay/3 szoftverrel működik. FTIR szoftver szintén a csomag része.

6.6.4 SENDURO® automatizált ellipszoméáter



A teljesen automatizált SENDURO spektroszkópai ellipszométer megkíméli a merést végző személyt a minták kézi beállításától, így téve lehetővé a pontos és reprodukálható mérést. A szabadalmaztatott eljárás lényegesen lecsökkenti a hibák esélyét átlátszó, vagy tükröződő mintáknál és automatizált térképezést tesz lehetővé akár hajlott mintákon is.

A műszer recept módja tökéletesen alkalmas rutinmérések végzéséhez gyártásban, vagy akár kutatás-fejlesztésben. A rendszer része számos előre definiált recept, melyek felhasználói igények szerint módosíthatóak.

A Step Scan Analyzer elv a SENDURO sajátja is. Az adatgyűjtés közben a polarizátor és a szélessávú kompenzátor fix, ami nagyon pontos merést tesz lehetővé. A teljes mérés így pár másodperc alatt elkészül.

A SENDURO® rétegvastagság és optikai paraméterek mérésére alkalmas vékonyrétegeknél, rétegszerkezeteknél, átlátszó, vagy tükröződő anyagoknál is.

A SENDURO® térképező ellipszométer igazi előnye, hogy sok mintát rutinszerű mérésekkel, kis erőfeszítéssel és alacsony fenntartási költségek mellett képes mérni. A térképezés funkció tartalmaz előre definiált térképezési mintázatot, mely változtatható, statisztikai kiértékelést és grafikai megjelenítést.

A SENDURO® kis helyigényű, automatizált, kompakt ellipszométer.

A műszer tartalmazza az optikát, az automata szög és magasságszenzort, a motorizált mintatartót és a vezérlőelektronikát egy egységes házban. Gyorsabb mérések érdekében opcióként választható kazettás kialakítás 300 mm-es szeletméretig.

A SENDURO® kiemelkedően alkalmas ipari alkalmazásokban, ahol a gyors egymásutáni mérés, egyszerű kezelhetőség, automata beállítások nagy előnyt jelentenek.

Alkalmazása dielektrikumok és félvezetőkől az üvegre kialakított optikai vékonyréteg bevonatokig terjedhet.

A SENDURO szoftvere recept módot és interaktív módot tartalmaz. A recept mód rutinszerű sorozatmérések végzésére alkalmas. A jelszóval védett felhasználói beállítások több felhasználó együttes munkáját is lehetővé teszi egyazon berendezésen.

A második mód az interaktív mód, mely bonyolultabb szerkezetek mérését teszi lehetővé grafikus felülettel segítve a műszert kezelőt. Ehhez természetesen rendelkezésre áll egy nagy anyag adatbázis és diszperziós modellek.

6.6.5 *SpectraRay/3*

A SENTECH ellipszometriás szoftvere a SpectraRay/3 kétfajta üzemmódban képes működni. Az első mód a recept mód, mely a rutinszerű mérésekre alkalmas. A második mód az interaktív mód, mely bonyolultabb szerkezetek mérését teszi lehetővé grafikus felülettel segítve a műszert kezelőt. Ehhez természetesen rendelkezésre áll egy nagy anyag adatbázis és diszperziós modellek. Többféle szög melletti mérések és többféle mintán végzett mérések egyaránt támogatva vannak a SpectraRay/3-ban.

A mérési paraméterek szimulálhatóak a hullámhossz, foton energia, reciprokméter, beesési szög, idő, hőmérséklet, rétegvastagság és más tulajdonságok függvényében.

A térképező funkció előre, vagy a felhasználó által definiált mintázatot alkalmaz, statisztikai elemzést, grafikai megjelenítést, mely lehet 2D színes, szürkeárnyalatos, kontúros, +/- deviáció a középértéktől és 3D.

A SpectraRay/3 olyan felhasználóbarát felületet biztosít, mely segítségével a SENTECH cég spektroszkópiai ellipszometriái vezérelhetőek és a nyert adatok feldolgozhatóak. A szoftver tartalmaz egy operátorok számára kifejlesztett recept módot és a fejlesztők számára hasznosabb interaktív módot, melyben lényegesen több funkció érhető el.

SpectraRay/3 támogatja az adat export-importot és filekezelést. Script kezelési képességének köszönhetően egyszerűen testre szabható egyes rutin mérésekhez is, valamint felkészíthető egyéb egységekkel történő kommunikációra is.

6.7 Otsuka Electronics Co. [29]

6.7.1 Cég információ:

Főként optikai mérés technikával foglalkozó cég, mely a gyártási folyamatok elejétől a végéig kínál megoldásokat a LED, LCD, analitikai berendezések, orvosi műszerek és hozzájuk kapcsolódó termékek és szoftverek területén.

Az Otsuka Electronics Co.-t 1970-ben alapították Japánban, azóta Kóréában és Kínában is léteztetett leányvállalatokat.

6.7.2 FE-5000 spektrális ellipszométer



A FE-5000 spektrális ellipszométer 250 nm - 800 nm-ig terjedő hullámhossztartományban alkalmas ellipszometriás mérések végzésére. Nanométeres tartományban alkalmas vastagság és optikai konstans mérésre közel 400 különböző hullámhosszon. Változtatható beesési szög segítségével a mérések pontossága tovább növelhető. Fejlett optikai konstans adatbázisa segítségével alkalmas mérésre és folyamatszabályozásra is.

Alkalmazási területek:

- Félvezető szeletek

- Gate oxid vékonyrétegek, nitrdek
 - $\text{SiO}_2, \text{Si}_x\text{O}_y, \text{SiN}, \text{SiON}, \text{SiN}_x, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{SiN}_x\text{O}_y, \text{poly-Si}, \text{ZnSe}, \text{BPSG}, \text{TiN}$
- n,k érték mérés reziszt anyagoknál
- vegyület félvezetők
- $\text{Al}_x\text{Ga}(1-x)\text{As}$ rétegszerkezetek, amorf Si rétegek
- FPD
- Kristályorientáció vizsgálat
 - ITO, MgO, és hasonló optikai vékonyrétegek plazma képernyőkhöz
- Új anyagok
 - DLC(Diamond Like Carbon), vékonyrétegek szupravezetéshez
- Optikai vékonyrétegek
 - $\text{TiO}_2, \text{SiO}_2$ rétegszerkezetek, antireflexiós rétegek, tükröződő rétegek
- Litográfia
- n és k meghatározása a g vonalnál (436 nm), h vonalnál (405 nm), i vonalnál (365 nm) és KrF (248 nm) mindegyik hullámhosszon

A műszer fő jellemzői:

- Mérési tartomány: 0,1 nm –
- Hullámhossztartomány: 250 nm – 800 nm (opcionálisan: 350 nm – 1000 nm)
- Detektor: 512 csatornás egy dimenziós
- Beesési szög: 45°-90°
- Tápegység: AC1500VA (Auto)
- Méret: 1300×900×1750 mm
- Súly: 350 kg

6.7.3 FE-5000S spektrális ellipszométer



A FE-5000S spektrális ellipszométer nagy sebességű mérést tesz lehetővé több, mint 400 különböző hullámhosszon. Rétegvastagság és optikai állandók pontos mérését teszi lehetővé automatikus beesési szög beállítás segítségével, miközben a különböző szögek melletti mérési eredményeket egyszerre kezeli. Ezek mellett lehetséges n és k értékek mérése tömbi anyagoknál és fém felületeken.

A műszer fő jellemzői:

- Mintaméret: 100*100mm
- Mérési módszer: Forgókompenzátoros
- Hullámhossztartomány: 300 nm – 800 nm
- Beesési szög: 45°-90°
- Spektrofotométer: Polikrométer
- Méret: 650×400×560 mm
- Súly: 50 kg

6.8 Angstrom Sun Technologies Inc. [30]

Az Angstrom Sun Technologies Inc. egy Bostoni székhelyű 2002-es alapítású magáncég. A cég elsősorban vékonyrétegek és bevonatok rétegvastagságának, optikai tulajdonságainak, felületének és határfelületeinek, összetételének és azok egyenletességének mérésére nyújt költséghatékony megoldásokat.

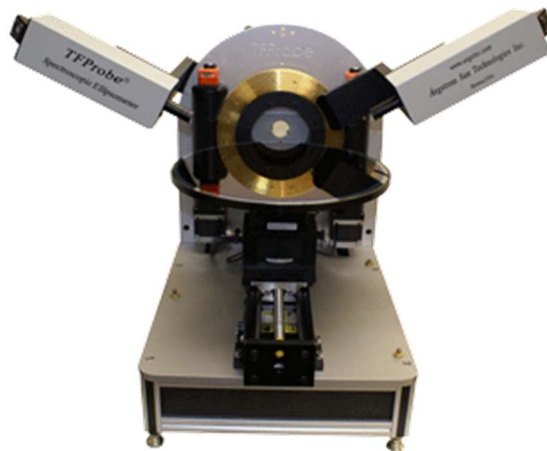
Ezek a megoldások kifizethetőek és mégis pontosak és megbízhatóak. Az Angstrom Sun Technologies Inc. termékkálájának mérőműszerei:

- Spektroszkópiai reflektométer
- Mikrospektrofotométer
- Mikroreflektométer
- Vastagság térképező műszer
- Egyszerű vastagságmérő
- Változtatható szögű spektroszkópiai ellipszométer

Az Angstrom Sun Technologies Inc. az alábbi technológiák fejlesztésére fókuszál:

- Vékonyréteg fejlesztések (optikai, félvezető, fém...)
- Vékonyréteg leválasztási technológia fejlesztés
- Vékonyréteg mérés technika
- Optikai monitorozás fejlesztés és implementáció különféle leválasztási módszerekhez, amilyen a CVD, PECVD, PVD, CMP, elektronsugaras leválasztás, vagy ionsugaras porlasztás
- Üvegszál alapú szenzor fejlesztés
- Aktív és passzív optikai komponensek fejlesztése

6.8.1 SE200BA spektroszkópai ellipszométer



A SE200BA spektroszkópai ellipszométer egy könnyen üzembe helyezhető, Windows alapú szoftverrel működő és fejlett optikai megoldásokat tartalmazó mérőműszer. Automata beesési szögbeállítású, melynek felbontása $0,01^\circ$, míg hullámhossztartománya a DUV-tól a VIS-ig tart. Képes akár 12 réteges rétegszerkezet refraktív indexének mérésére is. Alkalmas valós idejű in-line vastagsgmérésre és refraktív index monitorozásra. A méréseket segíti az állandóan frissülő optikai állandó adatbázis. A TFProbe 3.0 szoftver segítségével választható NK táblázat, diszperzió és EMA minden egyes réteghez. A szoftver három üzemmódban működik. Fejlesztőmérnöki üzemmódban, szervíz módban és egyszerűbb felhasználói módban, míg a mérés eredményét is felhasználóbarát 2D, illetve 3D módon jeleníti meg. A műszer mintabeállítására emellett nem igényel külön optikát és a mintatartó rendkívül érzékeny szög és magasságbeállítási lehetőséggel rendelkezik.

Főbb jellemzők:

- Fényforrás: Nagy energiájú DUV-Vis-NIR kombinált fényforrás
- Beesési fényzőg állítás: Automatikus, program által vezérelt
- Szoftver: TFProbe 3.2
- Hullámhossztartomány: 250nm - 1000 nm
- Hullámhossz felbontás: 1 nm
- Foltméret: 1 – 5mm változtatható
- Beesési szögtartomány: 10° - 90°
- Beesési szögfelbontás: $0,01^\circ$
- Mintaméret: 300 mm átmérőig

- Mintavastagság: 20 mm-ig
- Méréstartomány: - 10 μ m-ig
- Mérés ideje: ~ 1s/mérési pont
- Pontosság: job, mint 0.25%
- Reprodukálhatóság: < 1 Å

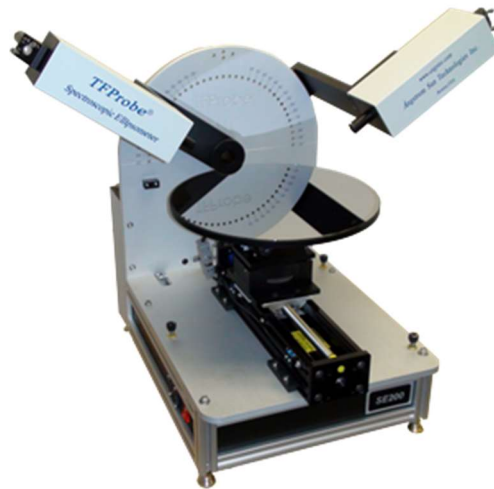
Opciók:

- Fotometriai mérések reflexió és transzmisszió meghatározásához
- Mikro spot
- X-Y térképezéshez mintatartó
- Fűthető-hűthető mintatartó
- Vertikális minta goniometer
- Hullámhossztartomány kibővítés
- Pásztázó monokromátor
- MSP opció digitalis képalkotó funkciókkal

Alkalmazási területek:

- Félvezető gyártás (PR, Oxid, Nitrid..)
- LCD (ITO, PR...)
- Biológiai rétegek
- Tinták, tonerek
- Gyógyászati eszközök
- Optikai rétegek: TiO₂, SiO₂, Ta₂O₅...
- Félrevezető komponensek
- Funkcionális rétegek MEMS/MOEMS eszközökben
- a-Si, μ c-Si és kristályos Si napelmek

6.8.2 SE200BM spektroszkópiai ellipszométer



A SE200BM spektroszkópiai ellipszométer egy könnyen üzembe helyezhető, Windows alapú szoftverrel működő és fejlett optikai megoldásokat tartalmazó mérőműszer, melynek hullámhossztartománya a DUV-tól a VIS-ig tart. Képes akár 12 réteges rétegszerkezet refraktív indexének mérésére is. Alkalmas valós idejű in-line vastagságmérésre és refraktív index monitorozásra. A méréseket segíti az állandóan frissülő optikai állandó adatbázis. A TFProbe 3.0 szoftver segítségével választható NK táblázat, diszperzió és EMA minden egyes réteghez. A szoftver három üzemmódban működik. Fejlesztőmérnöki üzemmódban, szervíz módban és egyszerűbb felhasználói módban, míg a mérés eredményét is felhasználóbarát 2D, illetve 3D módon jeleníti meg. A műszer mintabeállítása emellett nem igényel külön optikát és a mintatartó rendkívül érzékeny szög és magasságbeállítási lehetőséggel rendelkezik.

Főbb jellemzők:

- Fényforrás: Nagy energiájú DUV-Vis-NIR kombinált fényforrás
- Beesési fényzőg állítás: Automatikus, program által vezérelt
- Szoftver: TFProbe 3.2
- Hullámhossztartomány: 250nm - 1000 nm
- Hullámhossz felbontás: 1 nm
- Foltméret: 1 – 5mm változtatható
- Beesési szögtartomány: 0° - 90°
- Beesési szögfelbontás: 5°
- Mintaméret: 300 mm átmérőig
- Mintavastagság: 20 mm-ig

- Méréstartomány: - 10 μ m-ig
- Mérés ideje: \sim 1s/mérési pont
- Pontosság: job, mint 0.25%
- Reprodukálhatóság: $< 1 \text{ \AA}$

Opciók:

- Fotometriai mérések reflexió és transzmisszió meghatározásához
- Mikro spot
- X-Y térképezéshez mintatartó
- Fűthető-hűthető mintatartó
- Vertikális minta goniometer
- Hullámhossztartomány kibővítés
- Pásztázó monokromátor
- MSP opció digitalis képalkotó funkciókkal

Alkalmazási területek:

- Félvezető gyártás (PR, Oxid, Nitrid..)
- LCD (ITO, PR...)
- Biológiai rétegek
- Tinták, tonerek
- Gyógyászati eszközök
- Optikai rétegek: TiO₂, SiO₂, Ta₂O₅...
- Félrevezető komponensek
- Funkcionális rétegek MEMS/MOEMS eszközökben
- a-Si, μ c-Si és kristályos Si napelmek

6.8.3 SE200BA-MSP spektroszkópiai ellipszométer



A SE200BA-MSP spektroszkópiai ellipszométer egy könnyen üzembe helyezhető, Windows alapú szoftverrel működő és fejlett optikai megoldásokat tartalmazó mérőműszer. Automata beesési szögbeállítású, melynek felbontása $0,01^\circ$, míg hullámhossztartománya a DUV-től a VIS-ig tart. Képes akár 12 réteges rétegszerkezet refraktív indexének mérésére is. Alkalmas valós idejű in-line vastagságmérésre és refraktív index monitorozásra. A méréseket segíti az állandóan frissülő optikai állandó adatbázis. A TFProbe 3.0 szoftver segítségével választható NK táblázat, diszperzió és EMA minden egyes réteghez. A szoftver három üzemmódban működik. Fejlesztőmérnöki üzemmódban, szervíz módban és egyszerűbb felhasználói módban, míg a mérés eredményét is felhasználóbarát 2D, illetve 3D módon jeleníti meg. A műszer mintabeállítás mellett nem igényel külön optikát és a mintatartó rendkívül érzékeny szög és magasságbeállítási lehetőséggel rendelkezik. A mérés digitális képalkotása mikronos pontosságra is állítható, emellett a műszer integrált reflektométerrel van építve.

Főbb jellemzők:

- Fényforrás: Nagy energiájú DUV-Vis-NIR kombinált fényforrás
- Beesési fényszög állítás: Automatikus, program által vezérelt
- Szoftver: TFProbe 3.2
- Kombinált SE és MSP
- Hullámhossztartomány: 250 nm - 1000 nm
- Hullámhossz felbontás: 1 nm
- Foltméret: 1 – 5mm változtatható
- Beesési szögtartomány: 10° - 90°

- Beesési szögfelbontás: $0,01^\circ$
- Digitális képalkotás: 1,3 MegaPixel
- Effektív nagyítás: 1200x
- Nagy munkatávolságú objektív (12 mm)
- MSP nyalábméret: 2 – 500 μm
- Mintaméret: 300 mm átmérőig
- Mintavastagság: 20 mm-ig
- Méréstartomány: - 10 μm -ig
- Mérés ideje: ~ 1 s/mérési pont
- Pontosság: job, mint 0.25 %
- Reprodukálhatóság: $< 1 \text{ \AA}$

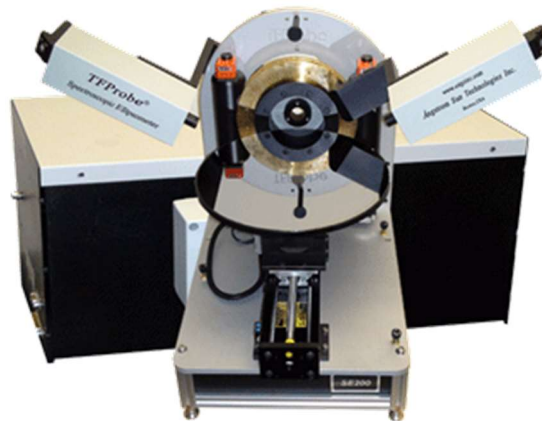
Opciók:

- Nagy felbontású digitális kamera
- Ultranagy munkatávolságú objektív MSP-hez
- Fotometriai mérések reflexió és transzmisszió meghatározásához
- Mikro spot
- X-Y térképezéshez mintatartó
- Fűthető-hűthető mintatartó
- Vertikális minta goniometer
- Hullámhossztartomány kibővítés
- Pásztázó monokromátor

Alkalmazási területek:

- Félvezető gyártás (PR, Oxid, Nitrid..)
- LCD (ITO, PR...)
- Biológiai rétegek
- Tinták, tonerek
- Gyógyászati eszközök
- Optikai rétegek: TiO_2 , SiO_2 , Ta_2O_5 ...
- Félrevezető komponensek
- Funkcionális rétegek MEMS/MOEMS eszközökben
- a-Si, $\mu\text{c-Si}$ és kristályos Si napelmekek

6.8.4 SE200AA spektroszkópai ellipszométer



A SE200AA spektroszkópai ellipszométer egy könnyen üzembe helyezhető, Windows alapú szoftverrel működő és fejlett optikai megoldásokat tartalmazó mérőműszer. Automata beesési szögbeállítású, melynek felbontása $0,01^\circ$, míg hullámhossztartománya a DUV-tól a VIS-ig tart. Képes akár 12 réteges rétegszerkezet refraktív indexének mérésére is. Alkalmas valós idejű in-line vastagságmérésre és refraktív index monitorozásra. A méréseket segíti az állandóan frissülő optikai állandó adatbázis. A TFProbe 3.0 szoftver segítségével választható NK táblázat, diszperzió és EMA minden egyes réteghez. A szoftver három üzemmódban működik. Fejlesztőmérnöki üzemmódban, szervíz módban és egyszerűbb felhasználói módban, míg a mérés eredményét is felhasználóbarát 2D, illetve 3D módon jeleníti meg. A műszer mintabeállítására emellett nem igényel külön optikát és a mintatartó rendkívül érzékeny szög és magasságbeállítási lehetőséggel rendelkezik.

Főbb jellemzők:

- Fényforrás: Nagy energiájú DUV-Vis-NIR kombinált fényforrás
- Beesési fénysszög állítás: Automatikus, program által vezérelt
- Szoftver: TFProbe 3.2
- Hullámhossztartomány: 250 nm - 1000 nm
- Hullámhossz felbontás: 1 nm
- Foltméret: 1 – 5mm változtatható
- Beesési szögtartomány: 10° - 90°
- Beesési szögfelbontás: $0,01^\circ$
- Mintaméret: 300 mm átmérőig
- Mintavastagság: 20 mm-ig
- Méréstartomány: - 10 μm -ig
- Mérés ideje: ~ 1 s/mérési pont
- Pontosság: job, mint 0.25 %

- Reprodukálhatóság: $< 1 \text{ \AA}$

Opciók:

- Fotometriai mérések reflexió és transzmisszió meghatározásához
- Mikro spot
- X-Y térképezéshez mintatartó
- Fűthető-hűthető mintatartó
- Vertikális minta goniometer
- Hullámhossztartomány kibővítés
- Pásztázó monokromátor
- MSP opció digitalis képalkotó funkciókkal

Alkalmazási területek:

- Félvezető gyártás (PR, Oxid, Nitrid..)
- LCD (ITO, PR...)
- Biológiai rétegek
- Tinták, tonerek
- Gyógyászati eszközök
- Optikai rétegek: TiO_2 , SiO_2 , Ta_2O_5 ...
- Félrevezető komponensek
- Funkcionális rétegek MEMS/MOEMS eszközökben
- a-Si, $\mu\text{-Si}$ és kristályos Si napelmek

6.8.5 SE200AM spektroszkópiai ellipszométer



Főbb jellemzők:

- Fényforrás: Nagy energiájú DUV-Vis kombinált fényforrás
- Beesési fényzőg állítás: Automatikus, program által vezérelt
- Szoftver: TFProbe 3.2
- Hullámhossztartomány: 250nm - 850 nm
- Hullámhossz felbontás: 0,1 nm
- Foltméret: 1 – 5mm változtatható
- Beesési szögtartomány: 10° - 90°
- Beesési szögfelbontás: 0,01°
- Mintaméret: 300 mm átmérőig
- Mintavastagság: 20 mm-ig
- Méréstartomány: - 10 μ m-ig
- Mérés ideje: ~ 1s/mérési pont
- Pontosság: job, mint 0.25%
- Reprodukálhatóság: < 1 Å

Opciók:

- Fotometriai mérések reflexió és transzmisszió meghatározásához
- Mikro spot
- X-Y térképezéshez mintatartó
- Fűthető-hűthető mintatartó
- Vertikális minta goniometer
- Hullámhossztartomány kibővítés

- Pásztázó monokromátor
- MSP opció digitális képalkotó funkciókkal

Alkalmazási területek:

- Félvezető gyártás (PR, Oxid, Nitrid..)
- LCD (ITO, PR...)
- Biológiai rétegek
- Tinták, tonerek
- Gyógyászati eszközök
- Optikai rétegek: TiO₂, SiO₂, Ta₂O₅...
- Félrevezető komponensek
- Funkcionális rétegek MEMS/MOEMS eszközökben
- a-Si, µc-Si és kristályos Si napelmek
- Napelemipari alkalmazások

7 Felhasznált irodalom

- [1] H. Fujiwara, Spectroscopic Ellipsometry, 2007, John Wiley & Sons Ltd,
- [2] P. Drude, Ann. Phys., 32 (1887) 584; Ann. Phys., 34 (1888) 489.
- [3] A. Rothen, The ellipsometer, an apparatus to measure thicknesses of thin surface films, Rev. Sci. Instrum., 16 (1945) 26–30.
- [4] W. Paik and J. O'M. Bockris, Exact ellipsometric measurement of thickness and optical properties of a thin light-absorbing film without auxiliary measurements, Surf. Sci., 28 (1971) 61–68.
- [5] D. E. Aspnes and A. A. Studna, High precision scanning ellipsometer, Appl. Opt., 14 (1975) 220–228.
- [6] R. H. Muller and J. C. Farmer, Fast, self-compensating spectral-scanning ellipsometer, Rev. Sci. Instrum., 55 (1984) 371–374.
- [7] Y.-T. Kim, R. W. Collins and K. Vedam, Fast scanning spectroelectrochemical ellipsometry: in-situ characterization of gold oxide, Surf. Sci., 233 (1990) 341–350.
- [8] I. An, H. V. Nguyen, A. R. Heyd, and R. W. Collins, Simultaneous real-time spectroscopic ellipsometry and reflectance for monitoring thin-film preparation, Rev. Sci. Instrum., 65 (1994) 3489–3500.
- [9] Reprinted from Thin Solid Films, 313–314, K. Vedam, Spectroscopic ellipsometry: a
- [10] Thin Solid Films, 455–456, D. E. Aspnes, Expanding horizons: new developments in ellipsometry and polarimetry, 3–13.
- [11] http://www.chemie.uni-regensburg.de/Physikalische_Chemie/Motschmann/hp-motschmann/img/elli/prinzip.gif
- [12] Journal of Applied Physics, 53, S. Adachi, Material parameters of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} and related binaries, 8775–8792 (1982))
- [13] Review of Scientific Instruments, 69, J. Lee, P. I. Rovira, I. An, and R. W. Collins, Rotating-compensator multichannel ellipsometry: Applications for real time Stokes vector spectroscopy of thin film growth, 1800–1810 (1998)
- [14] Review of Scientific Instruments, 40, S. N. Jasperson and S. E. Schnatterly, An improved method for high reflectivity ellipsometry based on a new polarization modulation technique, 761–767 (1969). és Applied Optics, 22, J. C. Canit and J. Badoz, New design for a photoelastic modulator, 592–594 (1983)
- [15] Review of scientific instruments, 67, G. Jin, R. Jansson and H. Arwin, 2930-2936, 1996
- [16] D. E. Aspnes, Journal of the Optical Society of America, 812-819, 1974
- [17] Thin Solid Films, 234, B. Johs, 395-398 (1993)
- [18] Journal of Optical Society of America, 18, J. Lee, P. I. Rovira, I. An and R. W Collins, 1980-1985, (2001).
- [19] Thin Solid Films, 234, B. Johs, 395-398 (1993)
- [20] Journal of Optical Society of America, 18, J. Lee, P. I. Rovira, I. An and R. W Collins, 1980-1985, (2001).
- [21] Optical properties of solids, R. W. Collins and K. Vedam, in Encyclopedia of Applied Physics, vol. 12, 285–336, Wiley-VCH (1995).

[22] Source Yole Development Report 2011

[23] <http://www.jawoollam.com/>

[24] <http://www.horiba.com/uk/>

[25] <http://www.accurion.com/>

[26] http://www.screen.co.jp/fpd/index_e.html

[27] <http://www.semilab.hu/>

[28] http://www.sentech.de/en/site__2235/

[29] <http://www.photal.co.jp/english/>

[30] <http://www.angstec.com/>

Tartalomjegyzék

1	Bevezetés az Spektroszkópiai Ellipszometriába.....	2
1.1	Spektroszkópiai Ellipszometria jellemzői.....	3
1.2	Spektroszkópiai Ellipszometria alkalmazásai	4
1.3	Adat feldolgozás	7
1.4	Fejlődéstörténet	9
1.5	Jövőbeli fejlődés kilátásai	10
2	Optika alapjai.....	12
2.1	Bevezetés	12
2.2	Optikai modell.....	13
2.3	Dielektromos Függvény.....	19
2.4	Effektív közeg közelítés	21
3	Ellipszométerek.....	26
3.1	Ellipszometriai szögek, fényintenzitás és polarizációs állapot detektálása...26	
3.2	Null-ellipszométer	31
3.3	Forgó polarizátoros/analizátoros ellipszométer (RPE és RAE)	32
3.4	Forgó kompenzátoros ellipszométerek (RCE)	34
3.5	In-situ real-time SE ellipszométerek.....	35
4	Optikai Elemek.....	40
4.1	Polarizer (Analizátor)	40
4.2	A kompenzátor (retarder).....	43
4.3	Fotoelasztikus modulátor	44
4.4	A depolarizátor	45
4.5	Jones mátrix	46
4.6	Infravörös spektro-ellipszometria	47
4.7	Null elipszometria és képalkotó ellipszometria.....	50
4.8	Ellipszométeres berendezések	52
4.8.1	Ellipszométerek installációja.....	53
4.8.2	Fourier analízis.....	55
4.8.3	Optikai elemek kalibrációja.....	56

4.9	Pontosság és hibamérés.....	60
4.9.1	A pontosság változása és hibamérés.....	61
4.9.2	A film-vastagság és az abszorpciós koefficiens pontossága.....	63
5	Példák adatkiértékelésre	65
5.1	Szigetelők.....	65
5.2	Félvezetők és félvezető nanokristályok ellipszometriája	67
5.2.1	Félvezetők dielektromos függvénye	68
5.2.2	Analitikus modellek.....	69
5.2.3	Poli- és nanokristályos félvezetők dielektromos függvénye	76
5.2.4	Elektrokróm (EC) vékonyrétegek.....	78
5.2.5	Napelemes alkalmazások	80
6	Ellipszometert gyártó cégek és termékeik.....	94
6.1	J.A. Woollam Company [23]	94
6.1.1	Cég információ.....	94
6.1.2	M-2000® Ellipsometer sorozat	95
6.1.3	alpha-SE® Ellipsometer	97
6.1.4	VASE® Ellipsometer.....	98
6.1.5	RAE + AutoRetarder Technológia	100
6.1.6	VUV-VASE® Ellipsometer.....	101
6.1.7	IR-VASE® Ellipsometer	102
6.1.8	AccuMap-SE® Ellipsometer	104
6.1.9	T-Solar™ Ellipsometer	105
6.1.10	Publikációk.....	106
6.2	HORIBA [24]	112
6.2.1	Cég információ:.....	112
6.2.2	Auto SE, Simple Thin Film Measurement Tool.....	112
6.2.3	UVISEL Spectroscopic Ellipsometer from VUV to NIR.....	113
6.2.4	A Fázis-modulációs technológia áttekintése.....	115
6.2.5	A fotoelasztikus modulator	116
6.3	Accurion GmbH [25]	118
6.3.1	Nanofilm_EP4.....	118

6.3.2	nanofilm_ep3.....	119
6.3.3	Integrált rendszer AFM-mel.....	121
6.3.4	Integrált rendszer THz TDS-sel.....	121
6.3.5	Integrált mikrolabor.....	122
6.4	SCREEN [26]	123
6.4.1	Ellipszometriás rétegvastagság mérő rendszer RE széria	123
6.5	SEMILAB [27]	124
6.5.1	Cég információ:.....	124
6.5.2	GES5E.....	125
6.5.3	PS sorozat.....	126
6.5.4	SE-3000	127
6.6	SENTECH [28]	128
6.6.1	SENresearch ellipszométercsalád.....	128
6.6.2	SENpro ellipszométer	129
6.6.3	SENDIRA infraellipszométer	130
6.6.4	SENDURO® automatizált ellipszométer	131
6.6.5	SpectraRay/3	133
6.7	Otsuka Electronics Co. [29].....	134
6.7.1	Cég információ:.....	134
6.7.2	FE-5000 spektrális ellipszométer	134
6.7.3	FE-5000S spektrális ellipszométer.....	136
6.8	Angstrom Sun Technologies Inc. [30]	137
6.8.1	SE200BA spektroszkópiai ellipszométer	138
6.8.2	SE200BM spektroszkópiai ellipszométer	140
6.8.3	SE200BA-MSP spektroszkópiai ellipszométer.....	142
6.8.4	SE200AA spektroszkópiai ellipszométer	144
6.8.5	SE200AM spektroszkópiai ellipszométer	146
7	Felhasznált irodalom	148