

SZEGEDI TUDOMÁNYEGYETEM TERMÉSZETTUDOMÁNYI ÉS
INFORMATIKAI KAR

Felületi plazmonok időbontott ellipszometriai
vizsgálata

TDK dolgozat

Nagy Csongor

Témavezető: Dr. Budai Judit

Tartalom

Bevezetés	3
Ellipszometria	3
Felületi plazmon polaritonok	6
Célkitűzés	9
Az elrendezés	9
Minta, mintakészítés	11
A két nyaláb térbeli átfedésének biztosítása és a foltméretek meghatározása.....	12
A két folt távolságának beállítása	14
Mérések menete	14
Eredmények	15
Tranziens reflexiós térképek – spektrális interferencia	15
Tranziens reflexiós térképek – felületi plazmonok direkt megjelenése.....	18
A TZ és a pumpa-próba foltávolság	19
A plazmon terjedési sebessége	22
A plazmon propagációs hossza.....	24
Összefoglaló	24
Bibliográfia	25
Nyilatkozat.....	26
Köszönetnyilvánítás.....	27
Saját eredmények.....	28
Függelék	29

Bevezetés

A fizika jelenkori kutatási területei között kitüntetett helyet foglal el a felületi plazmon polaritonok kutatása. A felületi plazmonok elősegíthetik az optoelektronikai eszközök fejlesztését és jelentős szerepet játszanak a felületi spektroszkópiai módszerek érzékenyebbé tételében. Bár aktívan kutatott területről van szó, még számos nyitott kérdést találunk a plazmonok kapcsán, főként, ha tulajdonságaikat nagyon rövid időskálákön tudjuk vizsgálni.

Dolgozatomban azt mutatom be, hogy miként tudtam egy diffrakciós ráccsal ellátott aranymintán felületi plazmon polaritonokat vizsgálni pumpa-próba módszerrel. Ehhez az ELI-ALPS kutatóintézetben működő, Ultragyors Nanotudomány kutatócsoport által épített ultragyors ellipszometert használtam. Az eszköz segítségével a rács környezetének reflexiós tulajdonságát vizsgáltuk femtoszekundumos időbeli felbontással. A reflexió tranziens viselkedéséből a felületi plazmonok gerjesztéséről és terjedési tulajdonságairól vontunk le következtetéseket.

Az egyes fejezetekben bemutatom az ellipszometria alapjait, kitérek a plazmonok elméleti tárgyalására, részletesen bemutatom az alkalmazott kísérleti eszközt, illetve a mérések menetét is. Méréseimből következtetéseket vonok le a plazmon terjedési sebességét és a lecsengési idejét illetően, valamint megfontolásokat teszek a plazmonterjedés arany optikai tulajdonságaira gyakorolt hatásának észlelhetőségéről.

Ellipszometria

Az ellipszometria egy olyan optikai anyagvizsgálati módszer, amely segítségével egy minta optikai tulajdonságait határozhatjuk meg, a mintáról visszaverődő fény polarizációs állapotának vizsgálatával. A fény polarizációs állapota ugyanis megváltozik egy mintáról való reflexió során, e változás pedig jellemző a minta anyagára, illetve annak optikai tulajdonságaira [1].

A fény polarizációját az $\underline{E}$ elektromos térerősségvektor határozza meg, mely izotróp közegekben két komponenssel is megadható: a p ($\underline{E}_p$) komponens a beesési síkban rezeg, az s ($\underline{E}_s$) pedig arra merőlegesen. A fénynyaláb polarizációja megadható a két komponens azonos frekvenciájú rezgésének összegeként, a polarizáció típusát pedig a köztük lévő fáziskülönbség, illetve az amplitúdójuk viszonya adja meg. Lineáris polarizációról beszélünk, ha a két komponens rezgése közti fáziskülönbség 0 vagy π ; cirkulárisan polárosról, ha fáziskülönbségük $\pi/2$ vagy $3\pi/2$ és az amplitúdójuk megegyezik, egyébként pedig elliptikusan poláros rezgésről beszélünk [1, 2].

Az ellipszometria adatok kiértékelésénél két szöget használunk: a Ψ és a Δ szöget. Előbbi az amplitúdómegváltozással, utóbbi pedig a fázisváltozással kapcsolatos. Matematikai formulákkal a két szöget a következőképpen adhatjuk meg:

$$tg\Psi = \frac{E_{Vp}/E_{Bp}}{E_{Vs}/E_{Bs}} \quad (1)$$

$$\Delta = (\delta_{Vp} - \delta_{Bp}) - (\delta_{Vs} - \delta_{Bs}), \quad (2)$$

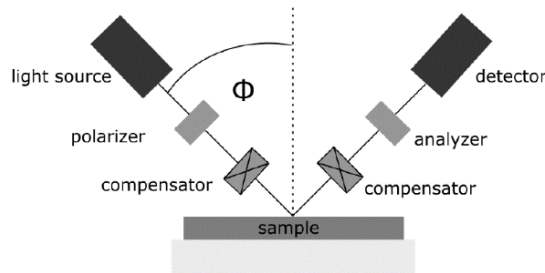
Ahol: E_{Vp} a p komponens visszavert amplitúdója, E_{Bp} a p komponens beeső amplitúdója, E_{Vs} a s komponens visszavert amplitúdója, E_{Bs} a s komponens beeső amplitúdója, δ_{Vp} a p komponens visszavert fázisa, a δ_{Bp} a p komponens beeső fázisa, δ_{Vs} a s komponens visszavert fázisa, a δ_{Bs} a s komponens beeső fázisa. A Ψ és a Δ egy egyenletben is felírható:

$$tg\Psi \cdot e^{i\Delta} = \frac{\overline{E_{Vp}/E_{Bp}}}{\overline{E_{Vs}/E_{Bs}}} \quad (3)$$

Ahol az $\underline{E_{Vp}}$ a komplex amplitúdó. Ezt az egyenletet az ellipszometria alapegyenletének is nevezik, amely összeköti a polarizációs változásokat a minta tulajdonságaival [3].

Az ellipszometria nagy előnye, hogy – amint az a fenti egyenletekből is látszik – relatív intenzitásokkal számol igen pontosan, az abszolút intenzitásértékek már nem fontosak, illetve a mért érték kevésbé függ a fényforrás intenzitásának ingadozásától [4].

Az ellipszométer vázlatos rajza az alábbi ábrán látható:

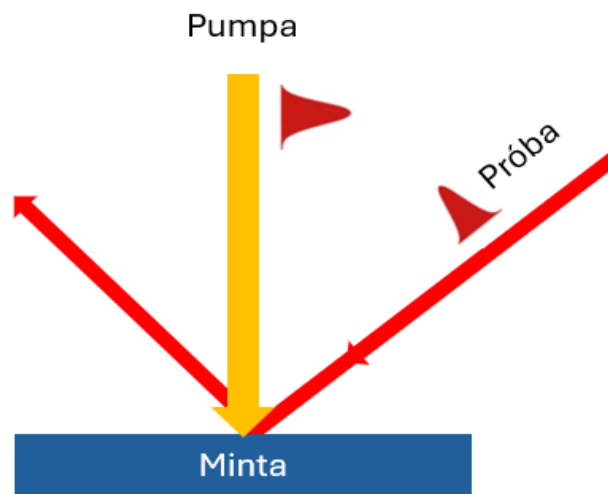


1. ábra: Egy tipikus ellipszométer elrendezése és fő alkotórészei. Ábra forrása: [4]

A fényforrásból kilépő fény a mintára érkezés előtt, egy polarizátoron és estelegesen egy kompenzátoron halad át: egy kompenzátor segítségével a komponensek között meghatározott fáziseltolás állítható be, így ezzel a két optikai elemmel tetszőleges polarizációs állapot előállítható. A mintáról való visszaverődés után a fény egy újabb kompenzátoron és az analizátoron halad át (mely ugyancsak egy polarizátor), majd egy detektorba jut. A kompenzátorok nem kötelező részei a berendezésnek, de segítenek a fázistolás előjelének pontos meghatározásában [3].

A fényforrás általában egy folytonos üzemű, széles spektrumú (pl. Xenon) lámpa. A mérés során az egyik polarizáló elem körbeforgatásával elérjük, hogy a mintára változó polarizációs állapotú fény essen. A folyamatos körbeforgás miatt a fény polarizációja periodikusan változik, így az analizátor mögött mérhető intenzitás is periodikusan fog változni. Ennek a változásnak a vizsgálatából tudjuk meghatározni, hogy a minta milyen mértékben változtatja meg a fény polarizációját. Az ellipszometriai szögek az általános ellipszométereknél egy mérésből széles hullámhossztartományon válnak elérhetővé. A hullámhosszfüggő Ψ és Δ spektrumok modellezéséből a vizsgált minta optikai és szerkezeti tulajdonságai is visszakövetkeztethetők. A minta optikai viselkedése csak a legegyszerűbb esetekben számolható ki közvetlenül a mért polarizációváltozásból, összetett minták esetén a közvetlen átszámolás csak az ún. „pszeudo” optikai adatokat tudja visszaadni. Ilyen esetekben szükséges az optikai tulajdonságok modellezése, amelynek során egy illesztési eljárás segítségével adjuk meg a keresett optikai adatokat, rétegvastagságokat. Ennek során feltételezéseket teszünk a vizsgált minta szerkezetéről és optikai tulajdonságairól, és ezeket addig hangoljuk egy iteratív eljárás során, amíg a modell rendszerünk a beeső fény ugyanolyan polarizációváltozását eredményezi, mint a vizsgált minta.

Ellipszometriai mérést ultrarövid fényimpulzusokkal is megvalósíthatunk. Ekkor a polarizáló elem nem folytonosan forog körbe, hanem annak adott állásainál a rövidimpulzussal megvilágítva felvesszük az átmenő intenzitást, és több diszkrét pontból rajzolódik ki az a periodikus intenzitás-változás, amelyből az ellipszometriai szögek visszafejthetők. Ha mindezt kombináljuk azzal, hogy a felszínt próbáló impulzusokhoz időzített impulzusokkal gerjesztjük a mintát, akkor ez a mérési módszer lehetővé teszi, hogy a gerjesztés hatására megváltozott dielektromos állandó időfüggését vizsgáljuk. Az ily módon elvégzett méréseket pumpa-próba méréseknek nevezzük (2. ábra), és ilyen mérések valósíthatóak meg az ELI-ALPS nanofabrikációs laboratóriumában elérhető ultragyors ellipszométerrel. Ez az ellipszométer a dielektromos állandó mérését 40 fs-os felbontással teszi lehetővé 725-875 nm-es hullámhossztartományban.



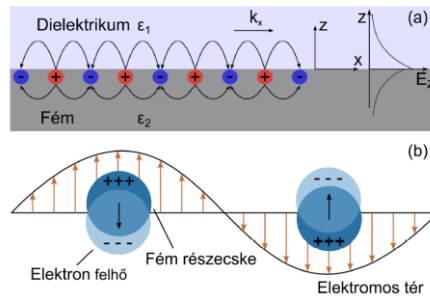
2. ábra: A pumpa-próba mérés elve

Ennek az eszköznek a fejlesztésébe, használatába kapcsolódtam be fizika Bsc tanulmányaim 2. évében. A berendezés részletes leírását az 5. fejezetben tárgyalom.

Felületi plazmon polaritonok

A plazmonok tárgyalásához először definiálnunk kell a szabad töltéshordozókkal rendelkező anyagokon kialakuló közeltér fogalmát. A közeltér akkor alakul ki pl. egy fémen, ha arra hat egy külső tér, és az a külső tér átrendezi a fém felületén lévő töltéshordozókat. A közeltér ennek a kettőnek: a külső térnek és az átrendezett töltéshordozók terének az összege [5].

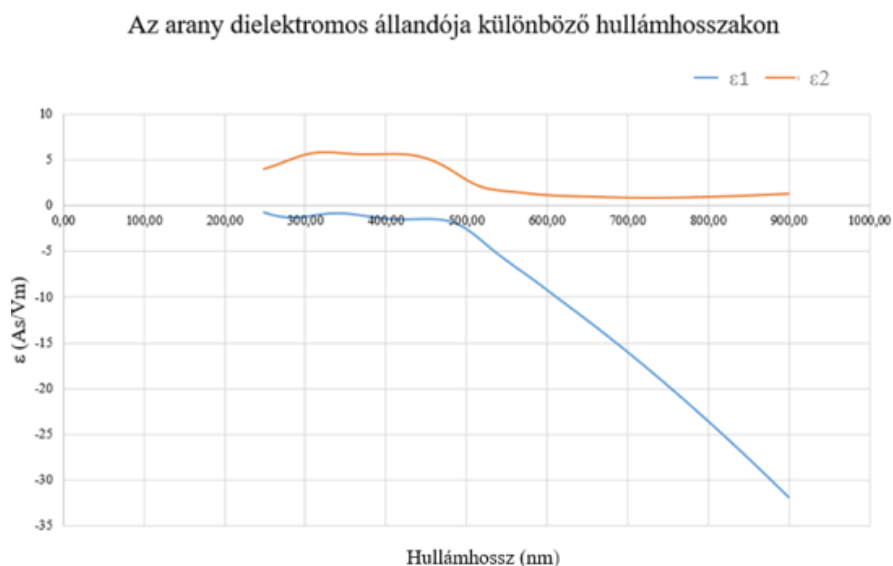
Ha a külső tér valamilyen periodicitást hordoz magában, pl. egy elektromágneses hullám, akkor ez okozhatja azt, hogy az általa okozott felületi töltésátrendeződés is periodikus lesz. Felületi plazmon polaritonnak (FPP; surface plasmon polariton: SPP, röviden plazmon) nevezzük a fém-dielektrikum vagy fém-vákuum határán létrejövő, külső elektromágneses sugárzás által keltett oszcilláló töltésátrendeződést, illetve a hozzá csatolt és a felület mentén exponenciálisan lecsengő elektromágnes teret [5]. Ha plazmonokat nanorészecskék közelében gerjesztünk, akkor azt figyelhetjük meg, hogy a közelükben a fém töltéseinek oszcillációja nem halad tovább, hanem lokalizált marad: ez esetben fontos, hogy a részecske mérete és a megvilágító fény hullámhossza megfelelő legyen. A két plazmon típus sematikus ábrázolása látható a 3. ábrán:



3. ábra: Felületi és lokalizált plazmon keltése. Ábra forrása: [5]

A 3.a ábrán az látható, ahogy a fém és dielektrikum felületén terjed az oszcilláló töltéssűrűség-átrendeződés. A 3.b ábra pedig azt mutatja, hogy egy részecskében a terjedő hullám elektromos megosztás elve szerint létrejön a töltéssétválás, aminek a változása a nanorészecskékhez kötött, lokalizált elektromágnes teret hoz létre [5].

Ahhoz, hogy egy fémrétegben plazmonokat tudjunk gerjeszteni, a fémréteg dielektromos állandójának – amely egy komplex mennyiség – speciális feltételeket kell teljesítenie. A valós részének (ϵ_1) negatívnak kell lennie, ahhoz, hogy egy fémréteg–dielektrikum határon kialakuló plazmonhoz tartozó tér kielégítse a Maxwell-egyenleteket. A képzetes részének (ϵ_2) pedig közel nullának kell lennie, hogy a keletkező plazmon csak kismértékben gyengüljön. A 4. ábra alapján beláthatjuk, hogy az arany a látható és közeli infravörös tartományban ezeknek a feltételeknek megfelel.



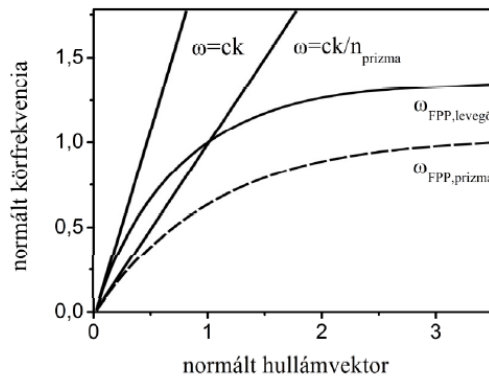
4. ábra: Az arany dielektromos függvénye. Gera Antónia mérése

Emellett a plazmonok keltéséhez nélkülözhetetlen a rezonáns gerjesztés. Ennek vizsgálatához tekintsük egy x irányba terjedő SPP hullámszám vektorát, illetve diszperziós relációját:

$$k_{SPP} = k \sqrt{\frac{\epsilon_{arany}}{\epsilon_{arany} + 1}} \quad (4)$$

$$\omega = ck_{SPP}, \quad (5)$$

ahol k az fény szabad terjedéshez tartozó hullámszám vektor, ϵ_{arany} az arany dielektromos állandója, ω a plazmon körfrekvenciája, c a fénysebesség. Az 5. ábrán a fény levegőben és prizmában, illetve az SPP fém-levegő és fém-prizma határfelületen való diszperziós relációit láthatjuk:

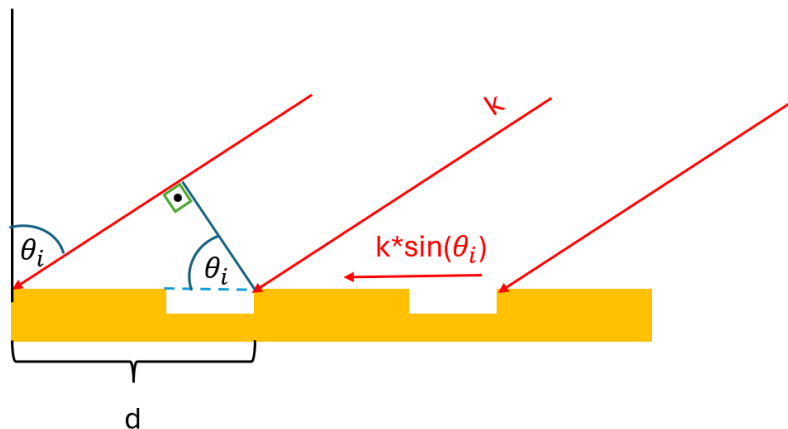


5. ábra: Diszperziós relációk: fény levegőben, fény prizmában, SPP fém-levegő határán, SPP fém-prizma határán. Ábra forrása: [5]

Jól látható az ábrán, hogy a levegőben terjedő fényhez tartozó görbe, illetve a plazmon fém-levegő határán való terjedéséhez tartozó görbe nem metszi egymást. Ugyanez elmondható a prizmában haladó fény, és az fém-prizma határfelületén haladó SPP megfelelő görbéiről is. Azaz, ezeket a görbéket tekintve adott frekvencián a plazmon impulzusa nagyobb, mint a fotoné, vagyis valamilyen módon biztosítani kell a hiányzó impulzust. Ennek egyik legelterjedtebb módja a plazmonok ún. Kretschmann-geometriával történő gerjesztése. Ilyenkor a fémréteg, amiben plazmonokat akarunk gerjeszteni, egy derékszögű prizma átfogójának megfelelő oldalán található, és a fény a prizma felől éri el a réteget. Ilyen esetben a prizmában terjedő fényhez tartozó görbe és a réteg-levegő határon terjedő plazmonhoz tartozó görbe már metszik egymást, azaz az metszésponthoz tartozó (ω, k) párnál teljesül nemcsak az energia, hanem az impulzus megmaradása is. Ez azt jelenti, hogy ennél az (ω, k) párosnál a fény képes plazmont gerjeszteni.

Az impulzuskülönbség biztosításának egy másik lehetősége a rácsos becsatoló használata, ahol a fény és a felületi plazmon impulzusa, azaz a hullámszáma közötti különbséget a rácshoz

köthető hullámszám fogja biztosítani. Ezt a 6. ábrán láthatjuk szemléletesen, az ezt leíró összefüggés pedig a (6)-os:



6. ábra: A plazmon optikai ráccsal történő becsatolása

$$k_{SPP} = k \cdot \sin(\theta_i) + m \frac{2\pi}{d} \quad (6)$$

ahol k a szabadon terjedő fény hullámszámvektora, θ_i a gerjesztő fény beesési szöge, m a diffrakciós rend, d pedig a rácsállandó.

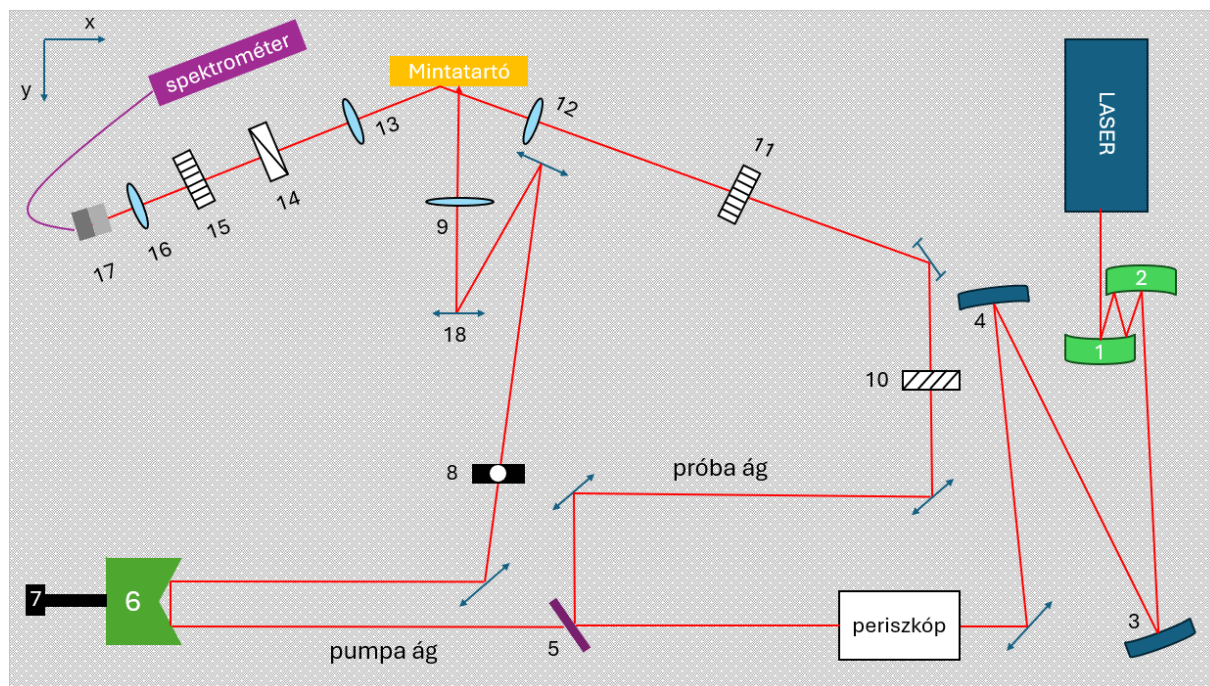
Témavezetőm és munkatársai korábbi munkájukban [6] már vizsgálták a plazmonok okozta dielektromos állandó változás segítségével a plazmonok jelenlétében kialakuló elektroneloszlásokat. Annak a munkának a folyamányaként az a kérdés merült fel, hogy milyen további információkat tudunk kinyerni plazmonok ellipszometriai vizsgálatából, ha a méréseket időbontva tudjuk elvégezni.

Célkitűzés

Dolgozatom célja az ellipszometria és a plazmonok elméleti leírásán, valamint az ELI-ALPS Ultragyors Nanotudomány kutatócsoportban használt ultragyors ellipszométer működési elvének bemutatásán túl a kutatócsoportban végzett pumpa-próba méréseim ismertetése. Ezen mérések segítségével meghatározom a felületi plazmon terjedési sebességét és lecsengési hosszát, illetve azt a térbeli tartományt, ahol a felületi plazmon jelenléte kimutatható.

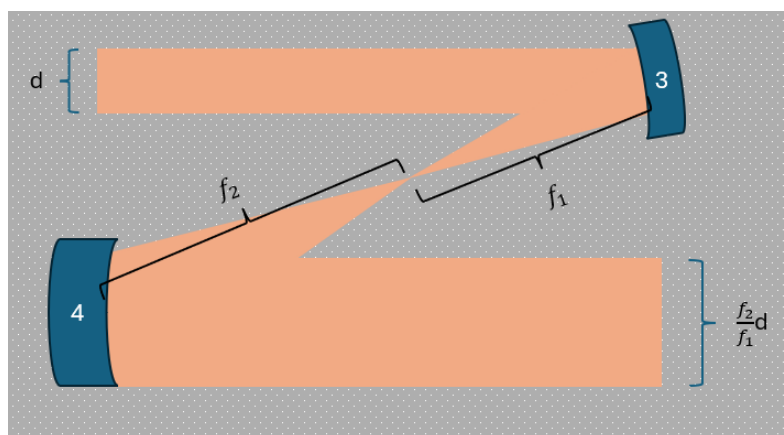
Az elrendezés

A mérések során használt berendezés sematikus rajzát 7. ábra mutatja. Az elrendezésben szereplő lézer egy 810 nm-es központi hullámhosszal és 700-900 nm-es spektrális tartománnyal rendelkező Ti:Sa lézer.



7. ábra: A mérések során használt ultragyors ellipszométer sematikus rajza

A lézerből kilépő fény az (1) számmal jelölt csörpölt tükörre esik, majd erről a (2)-s, szintén csörpölt tükörre verődik: ez összesen 8-szor ismétlődik meg. A csörpölt tükröknek az a szerepük, hogy a berendezésben szereplő többi optikai elemmel ellentétes diszperzióval korrigálják a lézerből kilépő impulzust [7], így biztosítva azt, hogy a mintára <20 fs-os impulzushosszal rendelkező lézerimpulzusok érkezenek. A (3)-as és (4)-es számú homorú gömbtükröknek az a szerepük, hogy a lézersugár térbeli nagyságát megfelelőre állítsák: a két tükör úgy van elhelyezve, hogy távolságuk épp a két fókusz távolság összege, így mikor egy d átmérőjű lézersugár a (3)-as tükörre esik, a tükör azt lefókuszálja, majd a divergáló nyalábot a (4)-es tükör kollimálja. Ekkor viszont a nyaláb vastagsága már a két tükör fókusz távolságainak arányával kiszélesedett, melyet a 8. ábra mutat. A nyaláb kitágításra azért van itt szükség, mert minél szélesebb a nyaláb, később annál könnyebben tudjuk azt lefókuszálni.



8. ábra: Az elrendezésben szereplő 3-as és 4-es tükör funkciója

A kiszélesedés után a nyaláb egy síktükörről való visszaverődés után egy periszkópon halad át, amely felemeli a nyalábot a mintatartó és a többi optikai elem síkjába. A periszkóp után egy nyalábosztóra (5) esik, mely két részre osztja a nyalábot: a pumpára és a próbára. A pumpa egyenesen halad tovább, egészen a (6)-os elemig, amely egy 90° -os síktükör, melynek pozíciója a (7)-es elem (az ún. késleltetést állító eltoló) segítségével előre-hátra mozgatható: ezzel tudjuk a pumpa optikai úthosszát változtatni. Ezután a nyaláb egy újabb síktükörön halad keresztül, majd eléri a nyaláb blokkolót (8), mely gyorsan képes nyitódni-záródni, így képes vagy teljesen kitakarni a pumpát, vagy veszteség nélkül átengedni azt. A pumpát – két síktükörön való áthaladás után – egy gyűjtőlencse (9) fókuszálja a mintára, így gerjesztve a mintát.

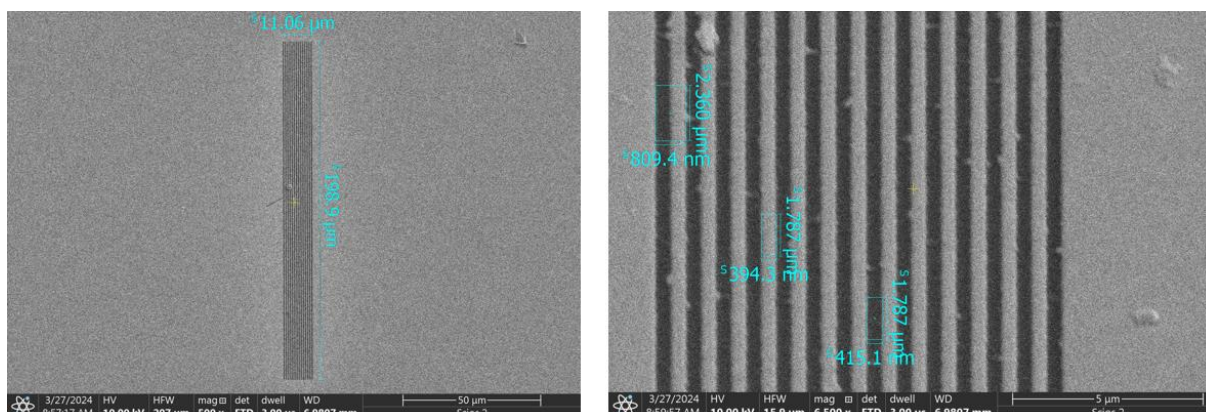
A próba nyaláb a nyalábosztó után két síktükörön halad át, majd egy $\lambda/2$ -es lemezen (10). Ez a nyaláb s és p polarizációs komponense között π fáziskülönbséget hoz létre, melynek eredményeképpen egy elliptikusan poláros fény fog tovább haladni. Erre azért van szükség, mert a lézerből kilépő lézernyaláb vízszintes polarizációjú, viszont a mintára eső elliptikusan poláros fénynek rendelkeznie kell vízszintes és függőleges komponenssel is. Így a $\lambda/2$ -es lemez funkciója, hogy a vízszintes polarizációjú nyalábból egy függőleges komponenssel is rendelkező lineáris polarizációjú nyalábot hoz létre. Ezután találkozik a próba a polarizátorral (11), mely egy 45° -os, lineárisan poláros fényt enged át a gyűjtőlencsére (12), amely a próbát a mintára fókuszálja.

A mintáról visszavert fényt egy másik gyűjtőlencse (13) kollimálja, majd a (14)-es kompenzátoron halad át. Ez egy $\lambda/4$ -es lemez, amelyet automatizált módon forgatni is tudunk a mérések során, és amely 90° -os fázistolást visz be a mintáról reflektált próba nyaláb s és p komponense közé. Majd egy másik polarizátoron (15) halad át nyaláb, ezután a (16)-os lencse lefókuszálja, a (17)-es szűrők megszűrik, végül pedig egy optikai szálon keresztül a spektrométerbe jut a fény, amely digitális adatokká konvertálja a beérkező spektrumot.

Minta, mintakészítés

Az elrendezés geometriájából adódóan a felületi plazmon gerjesztést optikai rács segítségével valósítottuk meg. Első lépésben kiszámoltam az (6) összefüggés és a 4. ábrán látható dielektromos függvény segítségével a 800 nm-es, merőleges gerjesztéshez ($\theta_i=0^\circ$) tartozó optikai rács rácsállandóját. A számolás eredményeként az adódott, hogy 780 nm-es rácsállandójú optikai rácsot kell készítenünk. Ezt követően termális párologtatással Si hordozón 100 nm arany réteget hoztunk létre, amelybe a fenti paraméterekkel jellemezhető rácsot martuk fókuszált elektronsugaras berendezéssel (Focused Ion Beam device - FIB). Ennek az eszköznek

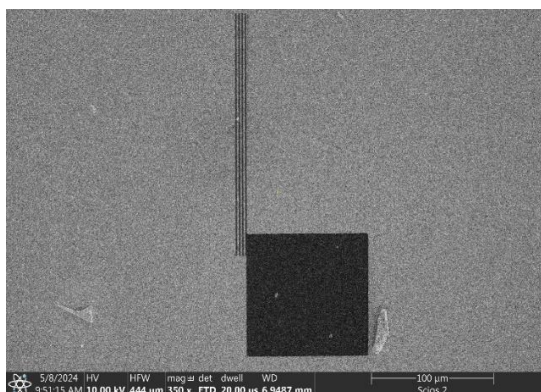
az a működési elve, hogy gallium ionokkal bombázza a felületet, amelyek a nagy tömegük miatt képesek szétporlasztani a felszínt.



9. ábra: A csatoláshoz megfelelő struktúra paraméterei.

A két nyaláb térbeli átfedésének biztosítása és a foltméretetek meghatározása

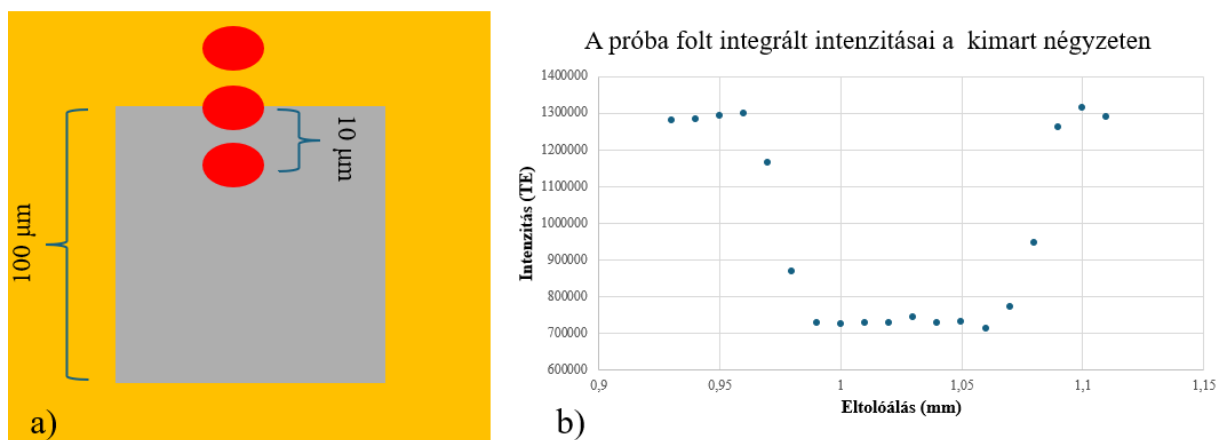
A fent leírt elrendezéssel a mérések a során az első lépésként biztosítottuk, hogy a pumpa és a próba nyaláb azonos pontra essen. Ehhez egy, a mintára FIB-el mart, $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ nagyságú négyzet élein végeztünk késél-módszeres méréseket, és a pumpa nyaláb helyzetét addig állítottuk a síktükörrel, amíg térben össze nem hoztuk őket. A mintára mart négyzet a 10. ábrán látható:



10. ábra: A rács mellé mart $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ -os négyzet

Először a próba foltyával pásztáztuk végig a négyzetet – a minta függőleges állítócsavarjának köszönhetően ezt $10\text{ }\mu\text{m}$ -ként meg tudtuk tenni –, majd a pumpával, és minden eltolóállásnál felvettük az integrált spektrumot (azaz minden hullámhossznál összegeztük az intenzitásokat). A próbánál azt tapasztaltuk, hogy amint ráérünk a kimart területre, az integrált intenzitás beuahan: a kimart terület szétszórja a próba fényét, így sokkal kevesebb jut belőle a detektorba, mintha nagy részben reflektálna az aranyfelületről. A pumpánál ellentétes hatást tapasztalhatunk: normál esetben pumpa nyalábjának legnagyobb része visszaverődik a

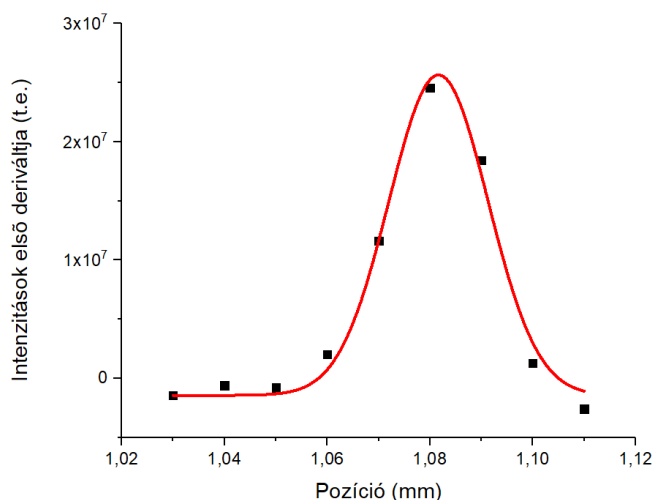
mintáról, a kimart terület viszont megszórja a fényt, így egy része a detektorba jut. A késél próba folyamatát és a végeredményt a 10. ábrán láthatjuk:



11. ábra: A szkennelés folyamata, illetve a két nyaláb integrált spektrumai a különböző eltolóállásokon.

Ha a pumpa integrált intenzitása más eltolóállásnál kezd bezuhanni, mint ahol a próbát nézni, akkor az azt jelenti, hogy a két nyaláb függőleges irányban nem fed át tökéletesen. Ekkor a (18)-as tükörrel állítottam a próba pozícióján, és újra végigpásztáztuk vele a négyzetet. Ezt a folyamatot addig folytattuk, amíg azt nem tapasztaltuk, hogy az intenzitásváltozások egybeesnek: ekkor ítéltük úgy, hogy a két folt térben függőleges irányban átfed. A vízszintes irányú összehozáshoz a rácsot tudtuk használni a négyzet helyet.

A késél próba előnye, hogy a foltok térbeli illesztésén túl információt kapunk a foltok nagyságáról is. Ha a 11. b) ábrán látható grafikont lederiváljuk azon a szakaszon, ahol az intenzitás elkezd változni, a kapott adatokra Gauss-függvényt illeszthetünk, melynek félértékszélessége a foltméretet jellemzi. A 11. b) ábrán látható próba folthoz tartozó derivált a 12. ábrán látható:



12. ábra: A próba foltijához tartozó integrált intenzitások deriváltjaira illesztett Gauss-függvény

A fent leírt eredmények alapján a mérések során megközelítőleg 19 μm -es próba folttal, illetve 40 μm -os pumpa folttal dolgoztunk.

A rács helyét a késél módszerhez nagyon hasonlóan határoztuk meg. A mintatartót egy csavarmikrométerrel ellátott eltolóval tudtuk 10 μm -enként x-irányba mozgatni. Először a pumpa kitakarásával, csak a próba nyalábbal pásztáztuk végig egy nagyjából 200 μm -os tartományt: a rács ott volt, ahol a próba fényéből a legkevesebb jutott a spektrométerbe, hiszen a sima aranyfelületről a próba jelentős része eljut a spektrométerbe, a rácson viszont mindenfelé szóródik, így amikor a próba fénye a rácsra esik, sokkal kisebb intenzitásokat láthatunk. Ezt megismételtük a pumpával is, azzal a különbséggel, hogy a pumpa esetén a rács ott volt, ahol maximális intenzitásokat észleltük: ez azzal magyarázható, hogy a sima aranyrétegről a pumpa fénye visszaverődik, és alig jut el a spektrométerig, a rácson viszont – a késél módszerhez tartozó négyzethez hasonlóan – mindenfelé szóródik: így lesz olyan komponense is, amely eljut a spektrométerbe. Ha azt találtuk, hogy a két folt esetén a csavarmikrométer nem ugyanazon állásánál van a rács, akkor arra következtetésre jutottunk, hogy a minta nem ugyanazon pontjára lő a két nyaláb.

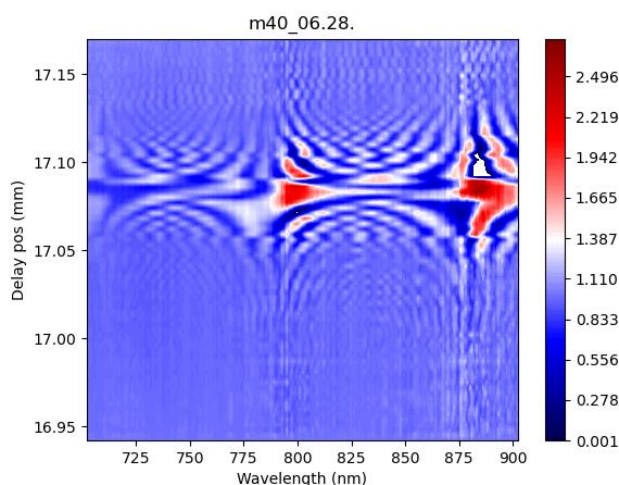
A két folt távolságának beállítása

Következő lépésként a mintatartón lévő csavarmikrométeres eltolóval eltoltuk a mintát a mérni kívánt távolsággal: ennek eredményeképpen a próba és a pumpa folt is az eltolt távolságra voltak a rácstól. Mivel a méréseink lényege az, hogy a pumpa nyaláb merőlegesen a rácsra essen, így keltve plazmonokat az arany felületén, ezért a pumpát az állítható síktükörrel (7. ábra (18)-as elem) visszaállítottuk a rácsra. Ehhez a spektrométer jelét figyeltük: ismertük a rácsra eső pumpa nyaláb intenzitását, illetve spektrumának az alakját, és addig állítottuk a tükröt, amíg ezt az ismert intenzitást és spektrumot vissza nem kaptuk.

Mérések menete

Amikor a foltok már a megfelelő pozícióban voltak, kezdődhetett a konkrét mérés: meghatároztuk a késleltetést állító eltoló kezdő pozícióját, illetve azt, hogy a kezdő pozícióból hányat (jellemzően 100-at vagy 200-at) és milyen nagyságú lépésközzel haladjon (jellemzően 10 vagy 3,5 μm -es lépésközt választottunk). Ezután beállítottuk a kompenzátor szögét is (az összes olyan mérést, amely egy kompenzátorállásnál zajlott, 125°-os állásánál végeztük el, mert ez volt a legkevésbé zajos). Így indulhatott is a mérés, mely a következőképpen zajlott: a késleltetést állító eltoló minden állásánál a nyalábblokkoló 25-ször csukódott ki és be. Így a

spektrométer minden állásnál 25 olyan spektrumot vett fel, amikor csak a próba fénye jutott be a spektrométerbe, és 25 olyan spektrumot, amikor a próba és a pumpa fénye együttesen érték el a detektort. A kiértékelő program külön átlagolta a pumpa nélküli és a pumpával együtt lévő spektrumokat, majd minden eltolóállásnál és hullámhossznál kiszámolta a kettő relatív eltérését. Ezek alapján legenerálhattunk olyan grafikonokat, amelyen minden eltolóállásnál és hullámhossznál látható ez a relatív eltérés, ezeket traziens reflexiós térképnek nevezzük (TR térkép). Egy ilyen grafikon látható a 13. ábrán is:

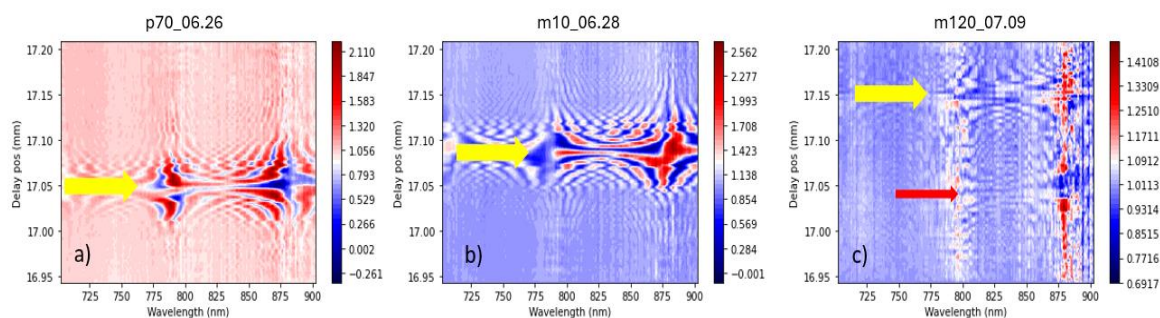


13. ábra: A TR térkép -40 μm -es eltolóállásnál

A grafikon vízszintes tengelyén a lézerfény hullámhossza látható, a függőleges tengelyén pedig a késleltetést állító eltoló pozíciója, a relatív intenzitásokat pedig a színskála jelzi. A grafikon címében az m40 arra utal, hogy a próba nyaláb foltja a mintán 40 μm -re volt a rácstól és a pumpától a negatív irányban, a 06.28 pedig a mérés dátuma az azonosíthatóság érdekében.

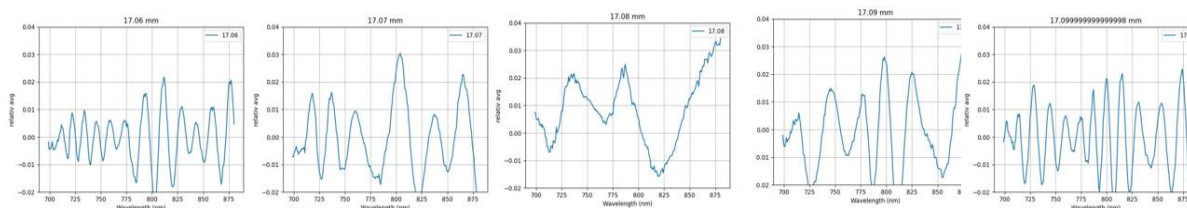
Eredmények

Tranziens reflexiós térképek – spektrális interferencia



14. ábra: TR térképek különböző pumpa-próba foltávolságoknál

A 14. ábra 3 eltérő pumpa-próba relatív pozícióhoz tartozó TR térképet mutat. Mindhárom térképen egy jellegzetes periodikus struktúra jelenik meg, három eltérő késleltetést állító eltoló pozíciónál (a c) – ábrán két ilyen struktúra is megfigyelhető, ennek okát a későbbiekben fejtem ki). Tekintsük először a b) ábrát - ha 17.13 késleltetést állító eltoló állástól elindulunk kisebb eltoló állások felé, és képzeletben azzal párhuzamos metszetek mentén figyeljük meg a relatív intenzitásokat (15. ábra), akkor azt láthatjuk, hogy a metszetek kezdetben sok, majd egyre kevesebb struktúrát tartalmaznak. Túlhaladva az 17.08 mm-es eltolóálláson a struktúrák ismét sűrűsödni kezdenek.

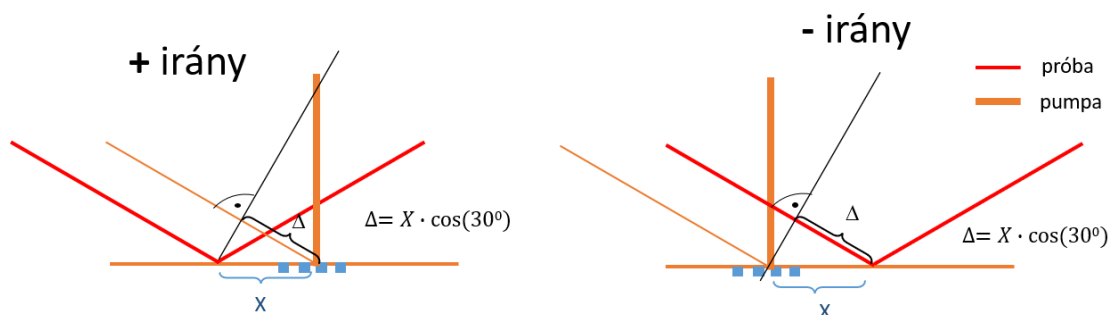


15. ábra: TR térképből kivágott vízszintes metszetek

A 15. ábra a késleltetést állító eltoló egyes pozícióinál mutatja a relatív intenzitás nagyságát a hullámhossz függvényében. A megfigyelt periodikus struktúra oka a spektrális interferencia [8,9]: annak a jelenségnek a következménye, hogy a pumpa és a próba impulzusok nemcsak térben fednek át, hanem időben is. Ha a két impulzus optikai úthossza megegyezik, akkor vagy a teljes hullámhossz tartományban erősítést, vagy a teljes hullámhossz tartományban gyengítést tapasztalunk. Ahogy az eltolóval elhangoljuk a pumpa nyaláb úthosszát, már lesznek olyan hullámhosszak, ahol nem az erősítés, hanem a gyengítés feltételei teljesülnek. Ilyen eltoló állásoknál egyre több oszcillációt, interferenciához köthető struktúrát láthatunk. Ez alapján, megkeresve azt az eltoló állást, ahol a lehető legkevesebb struktúra figyelhető meg, meghatározhatjuk azt a késleltetést állító eltoló pozíciót, amikor a pumpa és a próba ugyanakkora optikai úthosszat megtéve érkeztek a spektrométerbe – ekkor a köztük lévő időkéseleltetés 0, amit az angol terminológiát követve time zero-nak (TZ-nek) fogok hívni a dolgozatban.

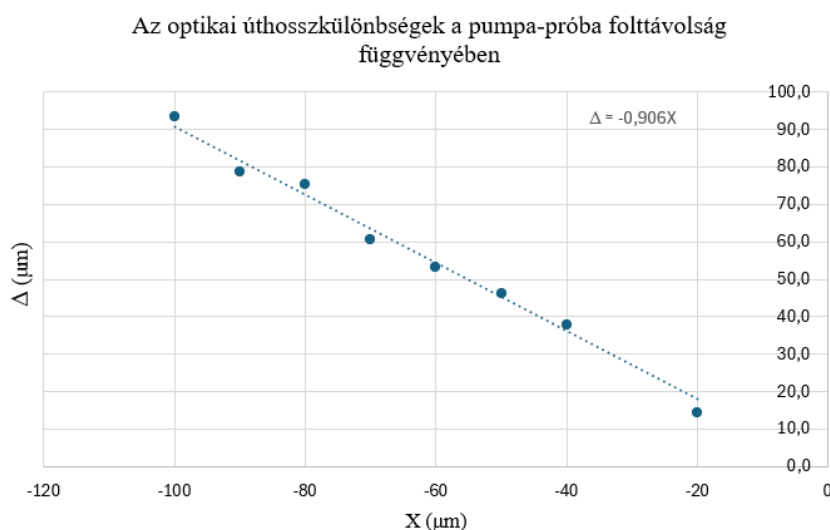
A 14. ábra a) és b) részén egy erősítés vehető ki, c) részén pedig kettő. Tekintsük most az a), b) részek erősítését, és a c) ábrának a felső erősítését (sárga nyilak). Ezekben az esetekben az interferenciát az okozza, hogy a rács a rá érkező pumpa nyalábot minden irányban szétszórja, így lesz olyan komponense is, amely a próbanyalábbal párhuzamosan eljut a detektorba,

interferenciába lépve vele. Ekkor a két nyaláb optikai úthosszkülönbsége 16. ábrán látható $\Delta = X \cdot \cos(30^\circ)$, ahol X a két folt távolsága.



16. ábra: A próba és a pumpa nyaláb optikai úthosszkülönbsége a foltok két ellenétes irányú pozíciója esetén

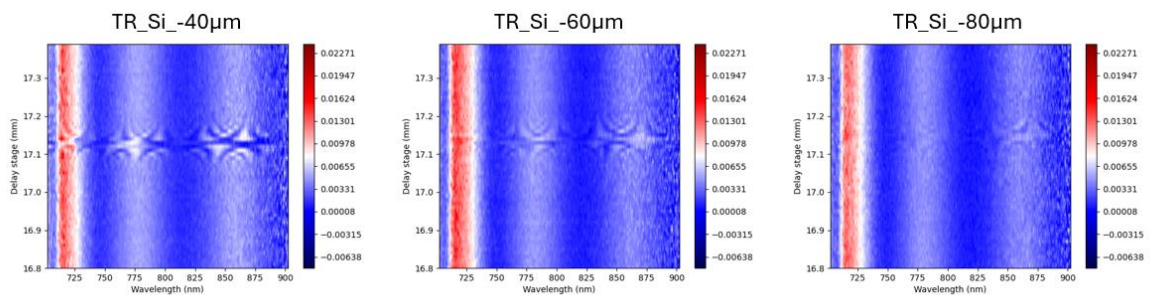
Ha a próbát a pozitív irányba toljuk el a rácshoz és a pumpához képest, akkor a beszőródó pumpa-komponens Δ -val van lemaradva a próbához képest. Ezért a TZ a késleltetést állító eltoló kisebb állásainál lesz, hiszen a pumpának rövidebb utat kell megtennie. Ugyanakkor, ha a próba foltját a negatív irányba toljuk el, akkor a próba nyaláb lesz Δ -val lemaradva, ezért a TZ nagyobb eltolóállásoknál lesz, hiszen ennyivel több utat kell megtennie a detektorig. Ezért az interferencia pozíciója az X távolság függvényében lineáris lesz, meredeksége 4,6%-os pontossággal a $\cos(30^\circ)$ értéket adja vissza, mint az az 17. ábrán látható:



17. ábra: A próba és a pumpa szórt fénye közti interferencia pozíciója a távolság függvényében lineárisan változik

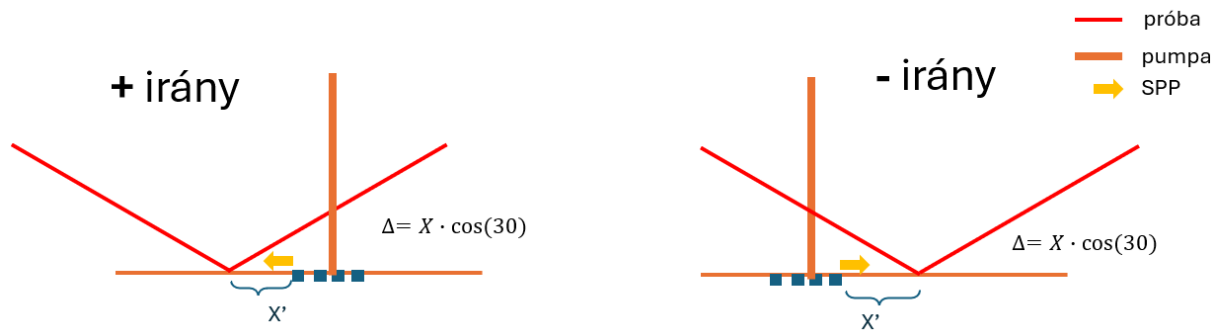
Tranziens reflexiós térképek – felületi plazmonok direkt megjelenése

Az 14.c ábrán megfigyelhető egy második jellegzetes struktúra (piros nyíl). Feltételezésünk szerint ezt a struktúrát az arany rétegben megjelenő plazmon polariton és a próba nyaláb kölcsönhatása okozza. Ennek kísérleti bizonyítására méréseket végeztünk egy olyan Si lapkán is, amelyet nem vontunk be aranyréteggel. A kísérletek megerősítették, hogy a második jellegzetes struktúrát csak olyan mintán tudjuk felfedezni, amelyen a plazmonkeltés elméletileg is lehetséges. A 18. ábrán látható annak a méréssorozatnak az eredménye, amelyet Si-on végeztünk. Itt a fentebb tárgyalt, pumpa és próba folt interferenciájából származó struktúra megjelenik, (-80 μm -es foltávolságnál már nagyon gyengén kivehetően), de a másik struktúrát nem fedezhetjük fel. Mindez megerősíti, hogy a 14.c ábrán látható második struktúra a plazmonkeltéssel van összefüggésben.



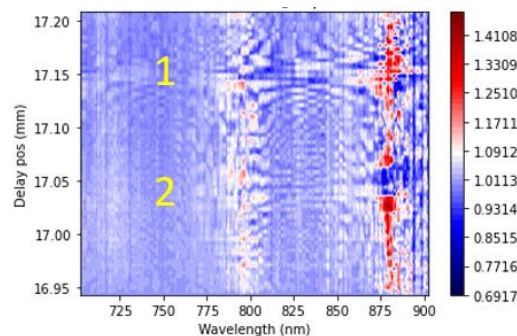
18. ábra: A Si-on végzett mérések csupán egy struktúrát eredményeztek

Az aranyréteggel bevont mintán végzett kísérletek során a pumpa nyaláb közvetlenül a rácsot világítja meg, és ily módon plazmont kelt. A második jellegzetes struktúra oka, hogy a próba a felületi plazmon polaritonnal is képes kölcsönhatni a következők szerint: a pumpa által gerjesztett felületi plazmon polariton mindkét irányba elindul, azonos sebességgel. Emiatt mindegy, hogy a próba foltja a negatív, vagy a pozitív irányban van-e a pumpához képest, a pumpa és a próba nyaláb azonos optikai úthosszát úgy tudjuk biztosítani, hogy csökkentjük a pumpa úthosszát. Mivel a plazmon terjedési sebesség mindkét irányban azonos, így ugyanakkora X' távolság megtételéhez mindkét esetben ugyanakkora időre van szüksége, mint ahogy az a 19. ábrán is látható.



19. ábra Optikai úthosszkülönbségek a plazmon és a próba által keltett interferencia esetében

Mindezek miatt a plazmon által keltett interferencia jelenséget mindkét esetben kisebb késleltetést állító eltoló állásoknál figyelhetjük meg. Mivel a pumpa szórt fénye a pozitív esetben szintén ebben az irányban van, a két jelenség át fog lapolni, és a reflexiók térképeken csak egy interferenciajelenséget fogunk látni. Viszont a negatív irányban a két jelenség élesen elkülönül egymástól, mint az a 19. ábrán is látható, ahol az 1-es jelölőnél látható a pumpa szórt fénye által okozott, erősebb interferencia, a 2-es jelölőnél pedig a gyengébb, plazmon által okozott interferencia:



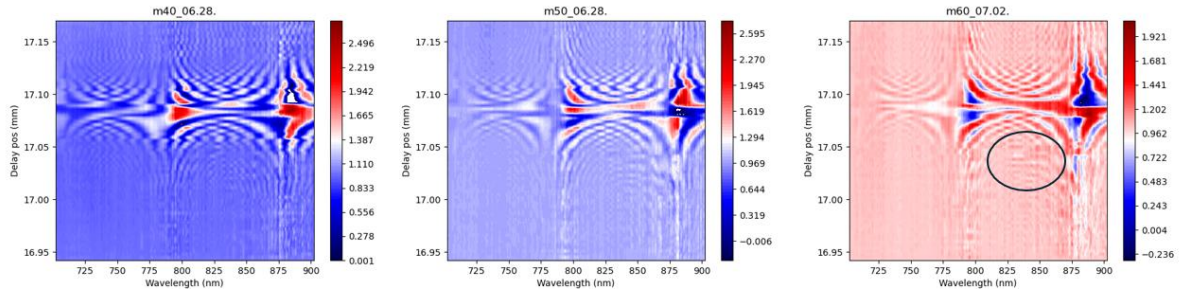
20. ábra: Jól kivehető a két spektrális interferencia a TR térképen

Ha a 20. ábrán látható, 2. számú interferenciához tartozó késleltetést állító eltoló állásokat több X távolságnál pontosan meghatározzuk, akkor esélyünk nyílik arra, hogy abból következtetést vonjunk le a plazmon terjedési sebességét illetően. Fontos megjegyezni, hogy a plazmon által megtett út figyelembevételéhez az X' távolságot nem a rács közepétől, hanem a rács szélétől kell számolni, ahogy az a 19-es ábrán látszik is.

A TZ és a pumpa-próba folt távolság

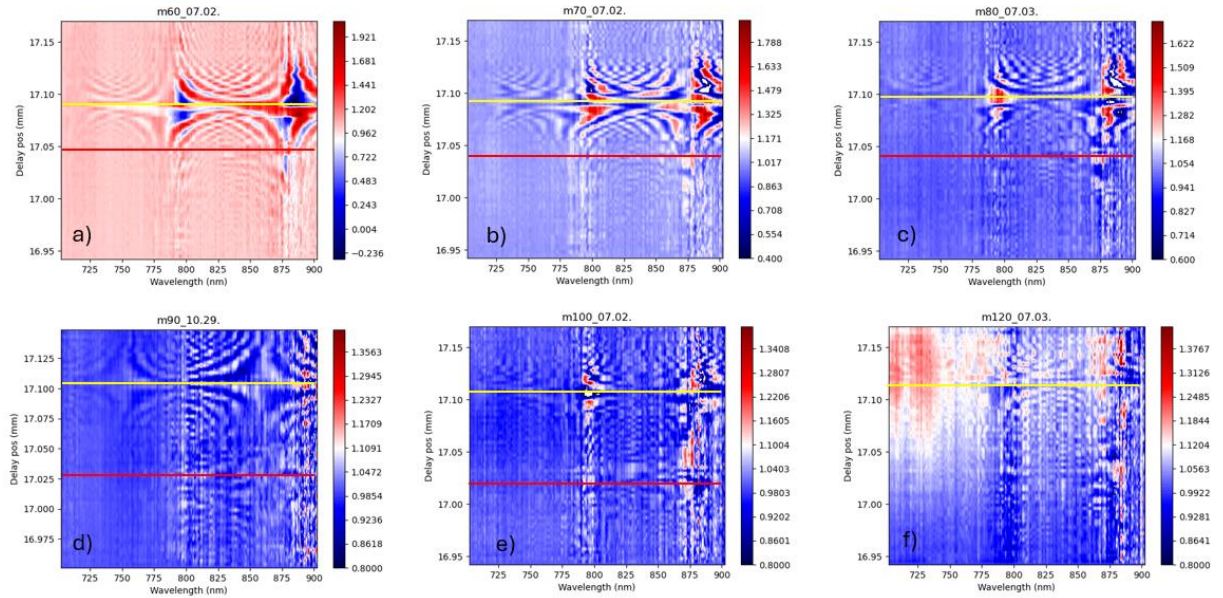
A TZ-k leolvasási pontosságát illetően a pumpa-próba foltok távolságának függvényében különböző tartományok különíthetők el. Az első tartomány, a pumpa és a próba folt 60 μm -os távolságáig terjed. Ebben a tartományban még nem válik eléggé szét a pumpa és a próba, illetve a plazmon és a próba által keltett két interferenciakép zavarja egymást. Ezt a tartomány

szemlélteti a 21. ábra is: a próba és a pumpa -40 μm -es és -50 μm -es távolságánál csak a fő interferencia struktúra látszik, viszont a -60 μm -es pozícióban az erős interferencia kép alatt már jól kivehető egy halványabb interferenciakép alsó része.



21. ábra: A plazmon és a próba által gerjesztett interferencia a pumpa és próba foltok -60 μm -es relatív pozíciójánál jelenik meg először

A következő tartomány, a pumpa és a próba foltjának 60 μm -es távolságától egészen kb. 110 μm -es távolságig a fő interferenciakép mellett a plazmon által keltett interferencia kép szépen kivehető, és pozíciója meghatározható (22. ábra).



22. ábra: TR térképek a -60 μm – -120 μm -es tartományban

Ebben a tartományban látható, hogy a pumpa szórt fénye és a próba által keltett interferencia TZ-ja a folttávolság növekedésével egyre nagyobb eltoló pozíciókat vesz fel a késleltetést állító eltolón. A pumpa és a próba nyalábok úthosszkülönbsége (Δ), valamint a pumpa és a próba foltja közti távolság (X) hányadosa visszaadja az elméletileg várt a $\cos(30^\circ)$ -os értéket. A plazmon terjedési sebességének meghatározására is ezt a tartományt fogom használni.

A harmadik tartomány, a pumpa és a próba foltjának 100 μm feletti távolságánál azt tapasztaltuk, hogy a $\frac{\Delta}{X}$ hányados nem adja vissza a $\cos(30^\circ)$ értéket, sokkal inkább közelít az 1 értékhez. Ennek az oka az lehet, hogy ekkora távolságnál a pumpa és a próba foltok távolságának beállítása sokkal több bizonytalansággal végezhető csak el. Mivel így ebben a tartományban nem ismerjük pontosan az X távolságot, ezért ezt a tartományt nem tekintjük alkalmasnak a plazmonsebesség meghatározására.

A plazmon terjedési sebességéhez felhasznált mérések dátuma, az egyes mérésekhez tartozó X pumpa-próba folttávolság, és a TR térképekről leolvasott TZ-k pozíciója a függelékben található, a feldolgozott adatokat a 1. táblázat mutatja:

X [μm]	$\Delta_{\text{átlag}}$ [μm]	Δ / X
0		1,00
-20	14,5	-0,73
-20		
-40	37,7	-0,94
-40		
-50	46,1	-0,92
-50		
-60	53,2	-0,89
-60		
-60		
-70	60,7	-0,87
-70		
-70		
-80	75,3	-0,94
-80		
-80		
-80		
-90	78,6	-0,87
-90		
-100	93,4	-0,93
-100		
-100		
-100		
-110	107,5	-0,98
-120	123,5	-1,12
-120		
-130	119,3	-0,92

1. táblázat A különböző pumpa-próba folttávolságokhoz tartozó úthosszkülönbségek

Azt, hogy a próba és a pumpa nyáláb által keltett interferenciára vonatkozó, fentebb vázolt elmélet helyes-e, úgy tudjuk legkézenfekvőbben igazolni, hogy az úthosszkülönbségeik

valóban visszaadják-e a $\cos(30^\circ)$ -os értéket. Az 17. ábra ezeket az X és Δ értékeket tartalmazza, és kiolvasható róla, hogy $-100\text{ }\mu\text{m}$ -ig a grafikon meredeksége hibahatáron belül megegyezik az értékkel.

Az 1. táblázatban szereplő adatokat a következő logika mentén számoltam: Δ a pumpa próbához képest megtett optikai úthossztöbbletét jelenti. Ezt úgy kaptam meg, hogy a leolvasott TZ-ból kivontam a $X=0$ pozícióhoz tartó TZ-t (hiszen ebben az esetben az úthosszkülönbség 0), és figyelembe vettem, hogy az eltoló geometriája miatt a pumpa nyaláb ezt a távolságot kétszer teszi meg.

A 3. táblázatból kiolvasható, hogy ahogy növeljük a pumpa és a próba foltok távolságát a $\frac{\Delta}{X}$ hányados egyre inkább eltér a $\cos(30^\circ)$ -os értéktől. Ennek oka, mint ahogy már fent is írtam, az lehet, hogy ekkora távolságnál már nagyobbak a bizonytalanságok a foltok pozícióiban.

A plazmon terjedési sebessége

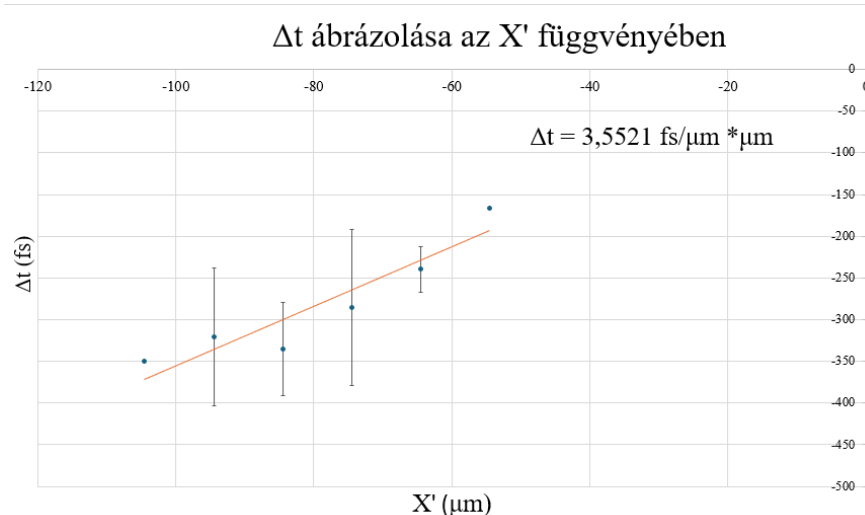
A fenti megfontolások alapján a plazmon terjedési sebességének meghatározásához az $60\text{ }\mu\text{m} \leq X \leq 110\text{ }\mu\text{m}$ -es tartományt használtuk fel. Ebben a tartományban gyűjtöttem ki a méréseinkből a plazmon és a próba által keltett interferencia TZ-it, ezekből kivonva az $X = 0$ -hoz tartozó TZ-t, meghatároztam a hozzá tartozó átlagolt úthosszkülönbségeket, illetve ebből – a fénysebességgel való leosztás után – az ehhez szükséges időkülönbséget (Δt) is. Ezek az adatok a 2. táblázatban találhatóak:

$X\text{ }[\mu\text{m}]$	$X'\text{ }[\mu\text{m}]$	$\Delta\text{ }[\mu\text{m}]$	Átlagos $\Delta t\text{ (fs)}$	Szórás (fs)
60	-54,5	49,9	-166,448	0
70	-64,5	-71,8	-239,499	27,411
80	-74,5	-85,4	-284,864	93,603
90	-84,5	-100,5	-335,098	56,196
100	-94,5	-96,1	-320,555	82,615
110	-104,5	-104,9	-349,909	0

2. táblázat: A plazmonterjedéshez tartozó TZ-k és időkülönbségek

A 4. táblázatban szereplő X' mennyiség abból adódik, hogy a mintán szereplő rács $11\text{ }\mu\text{m}$ széles, ezért a 18. ábra magyarázata alapján a plazmonnak a rács szélességének a felével, $5,5\text{ }\mu\text{m}$ -el kevesebb utat kell megtennie a próbáig, mint amekkora a pumpa és a próba folttávolsága.

Ha az így kapott időkülönbségeket ábrázoljuk a plazmon által megtett út függvényében, akkor egy $\text{fs}/\mu\text{m}$ dimenziójú mennyiséget kapunk, és ha a grafikon pontjaira egyenest illesztünk, annak meredeksége meg fog egyezni a plazmon terjedési sebességének reciprokával. Ez a grafikon a 23. ábrán látható:

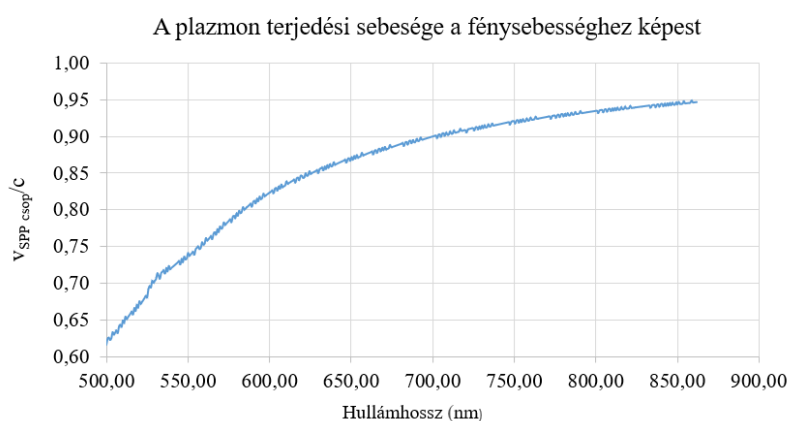


23. ábra: A plazmon terjedési sebességét leíró grafikon

A pontokra illesztett egyenes meredekségéből számolható plazmonsebesség $0,282 \mu\text{m}/\text{fs}$, ami a fénysebesség $94,2\%$ -a. Ez az érték $98,5\%$ -ban megegyezik az arany réteg optikai adatai alapján analitikusan számolható plazmon csoportsebességével ($v_{\text{SPP csop}}$) 800 nm -es központi hullámhosszú gerjesztésnél, melyet a diszperziós relációból (7) számolhatunk ki:

$$v_{\text{SPP csop}} = \frac{d\omega}{dk_{\text{SPP}}}, \quad (7)$$

ahol ω a fény körfrekvenciája. Az így számolt csoportsebesség – melynek számolásánál figyelembe vettem a saját mintám optikai tulajdonságait – fénysebességhez viszonyított értéke a hullámhossz függvényében ábrázolva a 24. ábrán látható:



24. ábra: A plazmon fénysebességhez viszonyított terjedése a gerjesztő fény hullámhosszának függvényében

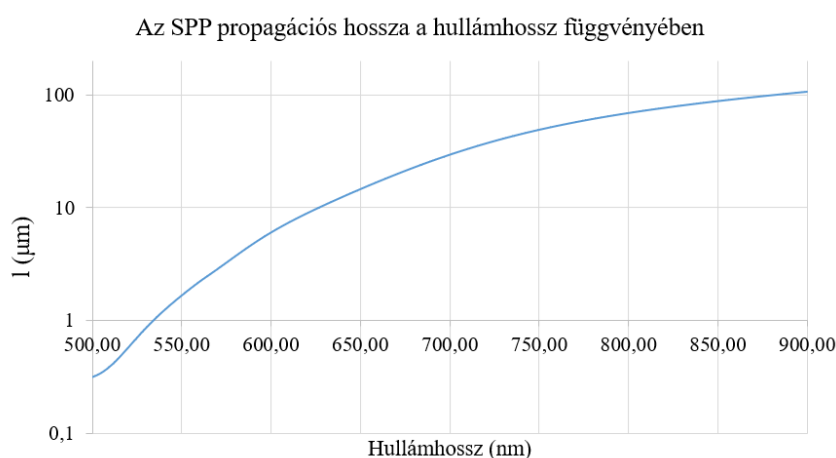
A plazmon propagációs hossza

A plazmon propagációs hosszát megbecsülhetjük a 21. e) és f) ábra alapján, ami mutatja, hogy a plazmon direkt jele kb. 110 mikrométeres pumpa-próba folt távolságig mutatható ki.

A megfigyeléseink a plazmon lecsengési hosszának analitikusan meghatározott értékeivel is jól egyeznek. Ezt a lecsengési hosszt az alábbi összefüggés adja meg:

$$l_{SPP} = \frac{1}{2 * Im(k_{SPP})} \quad (8)$$

A lecsengési hosszt a hullámhossz függvényében ábrázolva a 25. ábrán láthatjuk:



25. ábra: Az SPP propagációs hossza az elrendezésben szereplő lézer hullámhossztartományában 100 μm körül van

Az elmélet szerint kb. 100 μm távolságon csökken a gerjesztett SPP tere a kiindulási tér 1/e részére.

A mérési elv azt is lehetővé teszi, hogy a plazmonok dielektromos függvényre gyakorolt hatását és így az elektronszerkezetben bekövetkező változásokat is vizsgáljuk. Ehhez a fenti méréseket több kompenzátorállás mellett is el kell végezni. Ezeket a kísérleteket megkezdtem, de az elsődleges eredmények azt mutatják, hogy a jelenség a mostani geometriában nehezen detektálható, és az eredményes kísérletekhez az elrendezés fejlesztése szükséges.

Összefoglaló

Dolgozatomban felületi plazmon polaritonok terjedését vizsgáltam az ELI-ALPS kutatóintézetben működő, Ultragyors Nanotudomány kutatócsoport által épített ultragyors ellipszométerrel. A méréseim során arany rétegen gerjesztettem felületi plazmon polaritont rácsos becsatoló segítségével és tranziens reflexiós térképeket rögzítettem egy adott kompenzátor állásnál különböző pumpa-próba folt távolságok mellett. Megmutattam, hogy a tranziens reflexiós térképeken a plazmon elektromágneses terének és a próba nyalábnak a

kölcsönhatása közvetlenül kimutatható. A pumpa-próba mérési elvet kihasználva meghatároztam a plazmon terjedési sebességét, illetve vizsgáltam a propagációs hosszát. A plazmon terjedési sebességére a fénysebesség 94,2%-nak adódott. Ezt összevettem az általam használt arany réteg dielektromos állandója alapján analitikusan számolható értékkel, amellyel méréseim 98,5%-os pontossággal megegyeznek. A plazmon propagációs hosszát az alapján becsültem, hogy a plazmon direkt jele kb. 110 mikrométeres pumpa-próba folt távolságig mutatható ki. Ez összhangban van azzal, hogy az elmélet szerint kb. 100 μm távolságon csökken a gerjesztett felületi plazmon polariton tere a kiindulási tér $1/e$ részére az általam használt arany réteg optikai adatai esetén.

Bibliográfia

- [1] Budai Judit: Vizsgálati módszerek az anyagtudományban, SZTE jegyzet, 2014.
- [2] Horváth Zoltán: Fizikai optika, SZTE 2014. https://titan.physx.u-szeged.hu/tamop411c/public_html/Fizikai%20optika/index.html
- [3] Hiroyuki Fujiwara: Spectroscopic ellipsometry. Principles and applications, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Ibaraki, 2003.
- [4] Oliver Herrfurth: Development of a femtosecond time-resolved spectroscopic ellipsometry setup, Leipzig, 2017.
- [5] Rácz Péter: Femtoszekundumos felületi plazmonok által keltett elektronnyalábok vizsgálata, MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest, 2012.
- [6] Budai Judit – Pápa Zsuzsanna – Petrik Péter – Dombi Péter: Ultrasensitive probing of plasmonic hot electrons occupancies, Natrue communications, 2022.
- [7] Kovács Attila és mtsai.: A femtoszekundumos optika alapjai, SZTE https://titan.physx.u-szeged.hu/~julio/femto/FemtoOptika_130513.html#id391720
- [8] H. J Eichler – D. Langahns – F. Massmann: Coherence peaks in picosencond sampling experiments, Optiches Institut, Berlin, 1984.
- [9] C. W Luo és mtsai.: Eliminate coherence spike in refelction type pump-probe measurments, Optics express, 2009.

Nyilatkozat

Alulírott Nagy Csongor (Neptun kód: GQSWA6), a Szegedi Tudományegyetem Természettudományi és Informatikai kar hallgatója ezennel büntetőjogi felelősségem tudatában nyilatkozom, hogy „*Felületi plazmonok időbontott ellipszometriai vizsgálata*” című pályamunkám saját, önálló munkám; az abban hivatkozott nyomtatott és elektronikus szakirodalom felhasználása a szerzői jogok nemzetközi szabályainak megfelelően készült. Tudomásul veszem, hogy pályamunka esetén plágiumnak számít:

- szó szerinti idézet közlése idézőjel és hivatkozás megjelölése nélkül;
- tartalmi idézet hivatkozás megjelölése nélkül;
- más szerző publikált gondolatainak saját gondolatként való feltüntetése.

Alulírott kijelentem, hogy a plágium fogalmát megismertem. Tudomásul veszem, hogy plágium esetén pályamunkám visszautasításra kerül.

Köszönetnyilvánítás

Mindenekelőtt szeretnék köszönetet mondani Budai Judit témavezetőmnek, aki a témával való megismerkedésem óta segít mind az elméleti, mind a gyakorlati kérdések megválaszolásában.

Szintén hálával tartozom Pápa Zsuzsanna és Dombi Péter kutatóknak, akik éleslátó kérdéseikkel és észrevételeikkel segítették a dolgozat megszületését.

Végül, de nem utolsó sorban köszönet illeti Gera Antóniát, aki az eszköz konkrét beállításaikor segített. Nélkülük ez a dolgozat nem jöhetett volna létre.

Saját eredmények

- plazmongerjesztéshez szükséges rács paramétereinek meghatározása
- a pumpa-próba nyaláb karakterizálása (foltméretek meghatározás és a térbeli átfedésének biztosítása)
- a tranziens reflexiós térképek rögzítése különböző pumpa-próba foltávolságoknál
- a tranziens reflexiós térképek kiértékelése
- plazmonsebesség meghatározása kísérleti adatokból
- plazmonsebesség meghatározása analitikus formulából
- a plazmon propagációs hosszának meghatározása kísérleti adatokból
- a plazmon propagációs hosszának meghatározása analitikus formulából

Függelék

Az 1. táblázatban szereplő adatok mérési dokumentációja				
Dátum	X [μm]	TZ pumpa-próba [mm]	Δ [μm]	Δ / X
TZ átlag nyár	0	17,0871	0	1,00
04.júl	-20	17,0956	17,1	-0,86
03.júl	-20	17,0930	11,9	-0,60
04.júl	-40	17,1077	41,3	-1,03
03.júl	-40	17,1041	34,1	-0,85
02.júl	-50	17,1088	43,5	-0,87
28.jún	-50	17,1114	48,7	-0,97
05.júl	-60	17,1190	63,9	-1,07
02.júl	-60	17,1110	47,9	-0,80
28.jún	-60	17,1110	47,9	-0,80
02.júl	-70	17,1150	55,9	-0,80
28.jún	-70	17,1154	56,7	-0,81
04.júl	-80	17,1250	75,9	-0,95
02.júl	-80	17,1240	73,9	-0,92
03.júl	-90	17,1228	71,5	-0,79
04.júl	-100	17,1360	97,9	-0,98
02.júl	-100	17,1338	93,5	-0,94
28.jún	-100	17,1316	89,1	-0,89
02.júl	-110	17,1408	107,5	-0,98
09.júl	-120	17,1480	121,9	-1,02
03.júl	-120	17,1496	125,1	-1,04
28.jún	-130	17,1467	119,3	-0,92

Dátum	X [μm]	TZ pumpa-próba [mm]	Δ [μm]	Δ / X
29.okt	0	17,1128	0,0	1,00
29.okt	-70	17,1475	69,4	-0,99
29.okt	-80	17,1529	80,2	-1,00
29.okt	-80	17,1483	71,0	-0,89
29.okt	-90	17,1556	85,6	-0,95
29.okt	-100	17,1594	93,2	-0,93

3. táblázat: A próba és a pumpa által keltett TZ-ből számolt optikai úthosszak, és a két foltávolság aránya

A 2.táblázatban szereplő adatok dokumentációja					
Dátum	X [μm]	X' [μm]	TZ plazmon-próba [mm]	Δ [μm]	Időkülönbség (fs)
28.jún	-60	-54,5	17,0621	-49,9	-166,448
02.júl	-70	-64,5	17,0475	-79,1	-263,849
28.jún	-70	-64,5	17,0556	-62,9	-209,812
04.júl	-80	-74,5	17,0673	-39,5	-131,758
02.júl	-80	-74,5	17,0375	-99,1	-330,562
03.júl	-90	-84,5	17,0500	-74,1	-247,171
04.júl	-100	-94,5	17,0677	-38,7	-129,089
02.júl	-100	-94,5	17,0480	-78,1	-260,514
28.jún	-100	-94,5	17,0578	-58,5	-195,135
02.júl	-110	-104,5	17,0346	-104,9	-349,909

29.okt	-70	-64,5	17,0761	-73,4	-244,836
29.okt	-80	-74,5	17,0644	-96,9	-323,224
29.okt	-80	-74,5	17,0570	-111,7	-372,591
29.okt	-80	-74,5	17,0729	-79,8	-266,184
14.nov	-90	-84,5	17,0354	-109,2	-364,252
14.nov	-90	-84,5	17,0313	-117,4	-391,604
14.nov	-90	-84,5	17,0427	-94,6	-315,552
14.nov	-90	-84,5	17,0365	107,0	-356,914
29.okt	-100	-94,5	17,0648	-96,1	-320,555

4. táblázat: A plazmon által keltett interferenciához tartozó TZ-k, úthosszkülönbségek és időkülönbségek