

Capítol 3.

Introducció a la caracterització de guies amb SNOM: guies de nitrur de silici.

Tal i com ja hem comentat a la introducció, els dos primers capítols els hem dedicat a entendre i construir un SNOM. A continuació bé la segona part d'aquesta tesi, i que consisteix a emprar l'eina desenvolupada per a la fi per a la qual s'ha dissenyat: la caracterització de guies d'ona òptiques integrades.

Al primer capítol s'ha descrit el principi de reflexió interna total. Aquest principi, continua essent vàlid per les guies d'ona dielèctriques. Ara però, ens interessarà que aquest principi es compleixi en totes les interfícies de la guia amb el material que l'envolta, de forma que la llum quedi confinada a viatjar en una sola dimensió: la dimensió de propagació. En aquest cas, les múltiples reflexions que tenen lloc a l'interior de la guia donen lloc a un comportament modal, que vol dir que només uns quants dels infinits angles possibles per a la reflexió interna total sobreviuen: són els modes de propagació, i qualsevol feix de llum que es propagui per la guia es pot posar com a combinació d'aquests modes. Per tenir una informació més completa sobre la forma d'aquest modes cal solucionar les equacions de Maxwell per la guia. Això és el que farem al primer apartat d'aquest capítol. D'aquesta forma, i sense estendre'ns gaire, hem d'entendre quina informació ens dona l'SNOM i què significa.

L'interès en la propagació modal és bàsic per aplicacions de comunicacions o sensors òptics, on interessa bàsicament que només hi hagi un mode de propagació a la guia, és a dir, que les equacions de Maxwell només donin una solució que confini la llum a la guia. Tal i com veurem, diferents modes de propagació tenen diferents velocitats de propagació. Així, un senyal que sigui un pols quadrat, quan s'aplica a una estructura multimode es deformarà eixamplant-se segons la diferent distribució de velocitats dels

modes que suporta la guia. Si la guia és monomode, en canvi, el pols no és deformarà, i per tant la transmissió del pols serà més ràpida i fiable [1].

Un cop feta la introducció teòrica passarem a estudiar guies de nitrur de silici. Aquestes guies estan fabricades sobre silici, amb una estructura simple de tres capes, on la superior és l'aire. Utilitzant aquesta estructura es poden realitzar diferents dispositius, com per exemple interferòmetres que s'utilitzen com a sensor químic [2]. La principal característica d'aquestes guies és el tamany del nucli, que és la capa que confina la llum. Aquesta capa és aproximadament de 200nm, força inferior a la longitud d'ona a la qual treballa (633nm). D'aquesta forma s'aconsegueix que la propagació de la llum per la guia sigui poc confinada, és a dir, que el camp evanescent transporta una part important de l'energia que es propaga per la guia. El fet de tenir un camp evanescent gran facilitarà la detecció amb l'SNOM. Així doncs, aconseguirem un doble objectiu; la caracterització de guies de nitrur de silici i, per altra banda, testejar el nostre microscopi amb unes guies "teòricament" fàcils per a l'observació amb l'SNOM. Els resultats d'aquest capítol es troben reflectits a les referències [3,4].

Per comparar els resultats experimentals amb la teoria s'han utilitzat dos tipus de simuladors. Per una banda s'ha utilitzat un simulador desenvolupat i cedit per la Universitat de Twente (ATRGUIDE), que resol numèricament les equacions de Maxwell per estructures unidimensionals. D'aquesta forma podrem observar l'aspecte de les solucions verticals de l'estructura, i avaluar directament el camp evanescent vertical. Per càlculs més complexes, ja siguin estructures tridimensionals o càlculs sobre diferents dispositius, s'ha utilitzat un simulador desenvolupat al nostre departament com a part d'un projecte de tesi [5].

3.1 Teoria de propagació en guies.

Per simplificar l'estudi ens centrarem en l'anomenada guia òptica plana asimètrica, representada a la figura 3-1. Això vol dir que només ens fixarem en el confinament vertical.

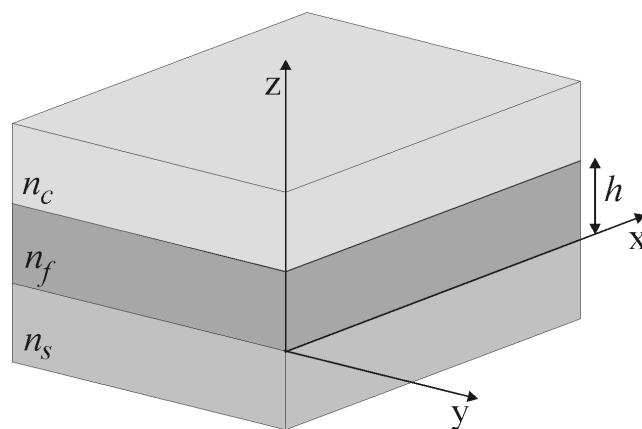


Figura 3-1. Estructura de la guia plana asimètrica, formada pel nucli (n_f), la coberta (n_c) i el substrat (n_s). Es compleix la relació $n_f > n_s > n_c$.

En aquest tipus d'estructura el nucli de la guia és la capa central, de gruix h i amb un índex de refracció n_f . Recobrint aquesta capa s'hi troben dues capes de material diferent, anomenades coberta, que sol ser l'aire, i substrat, amb índex de refracció n_c i n_s respectivament, i on n_c sol ser inferior a n_s . Per tal que la llum quedi confinada a la capa central, cal que l'índex de refracció del nucli sigui superior als altres dos: $n_f > n_s > n_c$. Per realitzar l'estudi suposarem que els materials que formen la guia són dielèctrics (amb $\mu = \mu_0$), isòtrops, homogenis i sense pèrdues, i que la llum guiada és monocromàtica i coherent.

Per aquest tipus d'estructura, les equacions de Maxwell són:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0\end{aligned}$$

Per llum monocromàtica ($e^{j\omega t}$), aquestes es redueixen a:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -j\omega\mu_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega\varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}\end{aligned}$$

on hem introduït l'índex de refracció que varia transversalment:

$$\varepsilon(z) = n^2(z)\varepsilon_0$$

En aquest cas l'equació d'ones pren la forma [6]:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \mathbf{E} &= 0 \\ \nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \mathbf{H} &= 0\end{aligned}$$

Com que l'estructura de la guia és homogènia en la direcció x de propagació, les solucions de l'equació (3-4) prenen la forma:

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(x, z) &= \mathbf{E}(z) \exp[j(\omega t - \beta x)] \\ \mathbf{H}(x, z) &= \mathbf{H}(z) \exp[j(\omega t - \beta x)]\end{aligned}$$

on β és la constant de propagació, i.e. la component x del vector d'ona:

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{\omega}{c} n_f \sin \theta = k_f \sin \theta \\ c &= \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}\end{aligned}$$

on c és la velocitat de la llum al buit, i θ representa l'angle amb el que es propagaria el raig òptic en la teoria geomètrica de la llum. Substituint les solucions (3-5) a les

equacions de propagació del camp (3-4) determinarem les constants de propagació β . Cadascuna d'aquestes constants de propagació defineix un mode de propagació de la llum per la guia.

Les solucions per l'equació d'ones (3-4) són infinites, però no totes donen un confinament de la llum a la guia. La condició que s'haurà de complir per tal que la llum quedi confinada és que la llum es propagui per reflexió interna total, és a dir, que superi els dos angles crítics que hi ha a l'estructura (nucli-coberta, nucli-substrat):

$$1 \geq \sin \theta_i \geq \frac{n_s}{n_f} \geq \frac{n_c}{n_f}$$

D'aquesta equació juntament amb la (3-6), i definint $k_0 = \omega/c$, en surt una condició per la constant de propagació:

$$k_0 n_f \geq \beta \geq k_0 n_s$$

És a dir, que no tots els angles de propagació són vàlids per confinar la llum per la guia. En aquest últim cas parlarem de modes radiats, i són modes que s'escaparan bé pel nucli bé per la coberta. Els que compleixin la condició (3-8) seran els modes guiats.

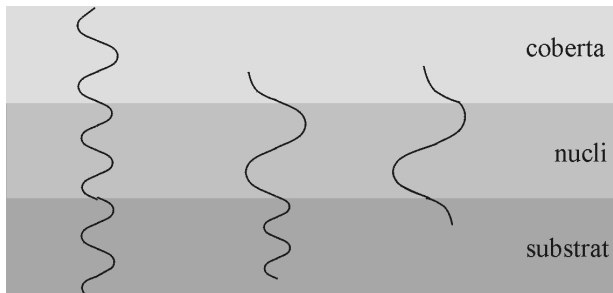


Figura 3-2. Solucions de l'equació d'ones pel camp en una guia. En el primer cas (a) la llum s'escapa tant pel substrat com per la coberta, mentre que pel cas (b) només pel substrat: són els modes radiats. En el cas (c) es compleix la l'equació (3-8) i la llum queda confinada a la guia.

Per estructures uniformes en la direcció x i y tal com la nostra, podem estudiar la solució de l'equació (3-4) separant en dos casos: quan el camp elèctric sigui perpendicular al pla de la guia (xz) o quan ho sigui el camp magnètic. En aquests casos direm que la llum està polaritzada linealment:

$$\text{mode TE: } (H_x, E_y, H_z)$$

$$\text{mode TM: } (E_x, H_y, E_z)$$

Qualsevol solució es podrà expressar com una combinació lineal d'aquestes dues solucions. Per simplicitat ens referirem a aquests casos com a llum no polaritzada. Si ens fixem en els modes TE, pel camp elèctric l'equació (3-5) es converteix en:

$$E_y(x, z) = E_y(z)e^{-j\beta x}$$

Substituint a l'equació (3-4) trobem l'equació final a solucionar:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \right) E_y = 0$$

Aquesta és una equació de valors propis que s'ha de complir en cada una de les 3 regions de la guia per separat. Les components del camp magnètic les trobarem a partir de l'equació de Maxwell (3-2). Les condicions de contorn seran que hi ha d'haver continuïtat a les fronteres de cada regió.

Per expressar la solució de forma entenedora val la pena definir les constants de propagació transversals (κ_f) i les atenuacions transversals (γ_c, γ_s):

$$\begin{aligned} \kappa_f^2 &= n_f^2 k_0^2 - \beta^2 \\ \gamma_c^2 &= \beta^2 - n_c^2 k_0^2 \\ \gamma_s^2 &= \beta^2 - n_s^2 k_0^2 \end{aligned}$$

de forma que la solució del camp elèctric pels modes guiats TE queda finalment:

$$E_y(z) = \begin{cases} E_c e^{-\gamma_c(z-h)} & h < z \text{ (coberta)} \\ E_f \cos(\kappa_f z - \phi_x) & 0 < z < h \text{ (nucli)} \\ E_s e^{\gamma_s z} & z < 0 \text{ (substrat)} \end{cases}$$

Aplicant les condicions de continuïtat a les interfícies pel camp elèctric i magnètic trobem les relacions:

$$\tan \phi_s = \gamma_s / \kappa_f \qquad \tan \phi_c = \gamma_c / \kappa_f$$

i finalment la condició de consistència:

$$\kappa_f h - \phi_s - \phi_c = v\pi$$

on v és un número enter que identifica el mode i determina la seva constant de propagació, o el que és el mateix, ens identifica els angles de reflexió que generen les interferències constructives que sobreviuen a la guia. També es pot obtenir la relació entre les diferents amplituds E_s, E_c i E_f :

$$E_f^2 (n_f^2 - n_{eff}^2) = E_c^2 (n_f^2 - n_c^2) = E_s^2 (n_f^2 - n_s^2)$$

on hem introduït l'índex de refracció efectiu de propagació a la guia, una altra forma habitual d'identificar el mode de propagació:

$$n_{eff} = n_f \sin \theta$$

que representa l'índex de refracció amb el que es propaga el feix de llum per la guia. A partir de l'expressió (3-8) veiem que estarà entre n_f i n_s .

Finalment, expressem la potència transportada en la direcció z per unitat de longitud y :

$$P = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y H_x^* dz = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2 dz = \frac{E_f H_f}{2} \cdot \frac{h_{eff}}{2}$$

$$h_{eff} = h + \frac{1}{\gamma_c} + \frac{1}{\gamma_s}$$

on h_{eff} és l'amplada efectiva de la guia, de forma que la potència òptica queda confinada en una amplada la meitat de l'amplada efectiva.

A la figura 3-3 podem observar la distribució del camp elèctric pels modes TE fonamental, de primer, segon i tercer ordre d'una guia plana asimètrica. És important adonar-se com el camp penetra fora del nucli de la guia i decau exponencialment: és el *camp evanescent*, i l'atenuació del camp ve determinada a partir de l'equació (3-11).

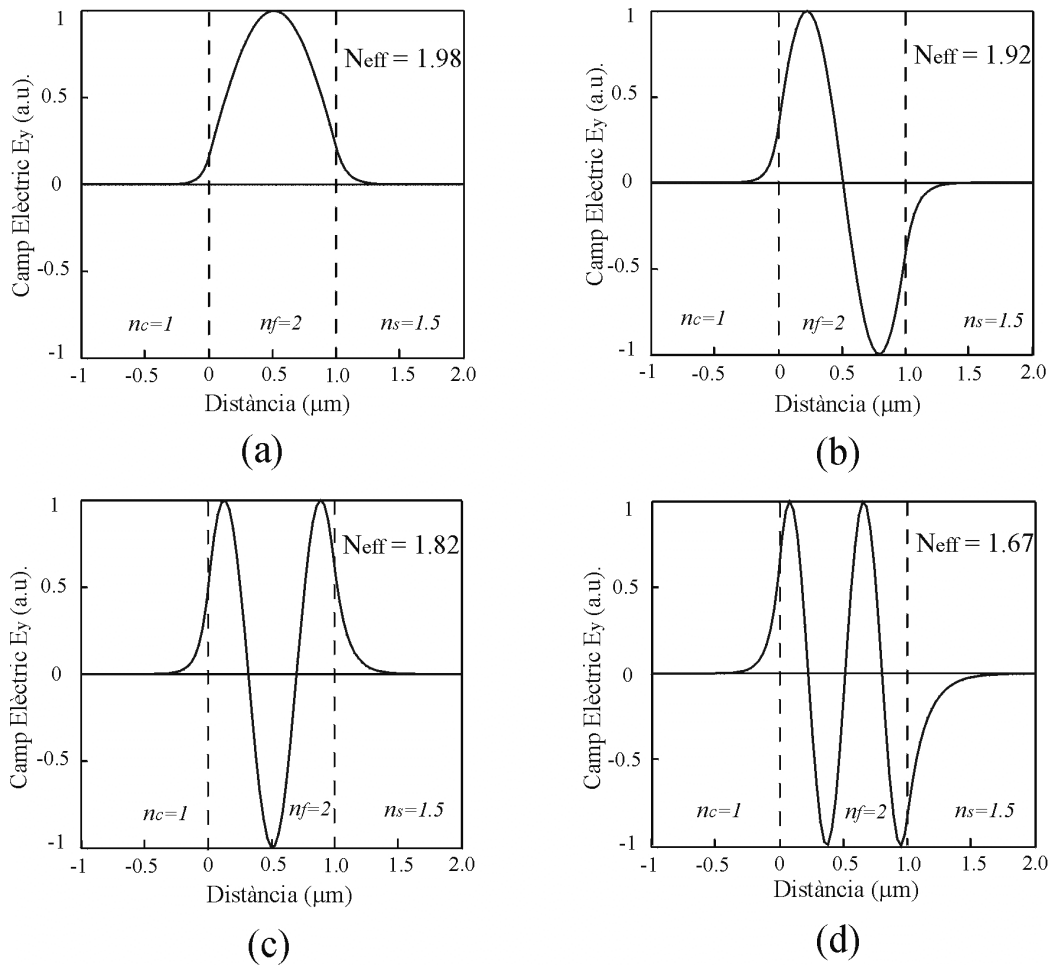


Figura 3-3. Distribució del camp elèctric pels modes TE fonamental (a) de primer (b) segon (c) i tercer ordre (d) per una guia plana asimètrica.

A partir de la potència òptica calculada, podem obtenir el confinament de la llum a cada una de les 3 regions de la guia. En concret, per nosaltres és de gran interès conèixer quina part de la llum la transporta el camp evanescent per la coberta, i també quin decaïment té el camp en aquesta zona. A partir de l'equació (3-17) i integrant només per la regió de $+h$ fins a $+\infty$ trobem la potència transportada pel camp evanescent:

$$P_c = \frac{1}{2} \int_h^{+\infty} E_y H_y dz = \mathcal{K} = \frac{E_c H_c}{2} \cdot \frac{1}{2\gamma_c}$$

Comparant amb la potència total i tenint present l'expressió (3-15) trobem el confinament a la coberta pels modes de propagació TE:

$$\frac{P_c}{P_{mode}} = \frac{E_c^2}{E_f^2} \frac{1}{h_{eff} \cdot \gamma_c} = \frac{1}{h_{eff} \cdot \gamma_c} \frac{n_f^2 - n_{eff}^2}{n_f^2 - n_c^2}$$

Quan la coberta és l'aire ($n_c=1$), la intensitat del camp evanescent és precisament la que recollirem amb l'SNOM, de forma que l'equació (3-20) ens dona una aproximació a la potència que podem esperar recollir amb l'SNOM. Un últim paràmetre interessant de definir és la *longitud de decaïment* δ de la intensitat del camp evanescent. A partir de l'expressió (3-12) trobem la intensitat per la coberta:

$$I_c = I_0 e^{-(z-h)/\delta}$$

$$\delta = \frac{1}{2\gamma_c} = \frac{\lambda}{4\pi \sqrt{n_{eff}^2 - 1}}$$

on λ és la longitud d'ona de la llum incident a la guia ($\lambda=2\pi/k_0$).

Fins ara només hem parlat de la guia plana, és a dir, amb una sola direcció de confinament. Per guiar la llum, però, cal confinar-la en dues dimensions, verticalment i lateralment. Confinar-la lateralment vol dir crear una estructura que tingui un perfil d'índex que compleixi que l'índex de la capa guiant o central sigui superior als que l'envolten. Això es pot realitzar de moltes formes, però bàsicament es tracta de treure part del material del nucli i substituir-lo per material de la coberta o del substrat. A la figura 3-4 hi ha diversos exemples de com pot ser aquesta estructura.

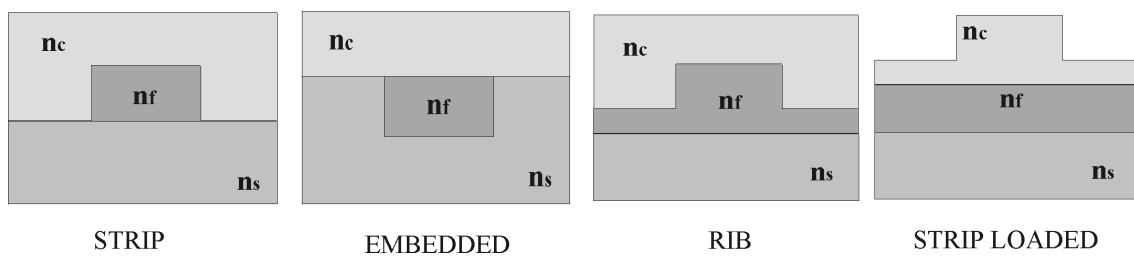


Figura 3.4. Guies acanalades. Aquestes estructures confinen la llum en 2 dimensions, de forma que la llum es propaga en direcció perpendicular a la figura.

3.2 La guia de nitrur de silici

A la figura 3-5 podem veure l'estructura de la guia de nitrur de silici. Sobre un substrat de silici s'hi fa créixer una capa de SiO_2 tèrmic de $2\mu\text{m}$ de gruix, amb un índex de refracció de 1.46. Aquesta capa serà el substrat de la guia. A continuació s'hi fa créixer el nucli de 150nm de Si_3N_4 , amb un índex de refracció de 2.00. El gruix del nucli és necessàriament petit si volem que l'estructura sigui monomode verticalment, ja que el contrast d'índex és molt gran. Aquesta capa es creix per LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapor Deposition*). Finalment la coberta és l'aire, i per tant amb $n_c=1$.

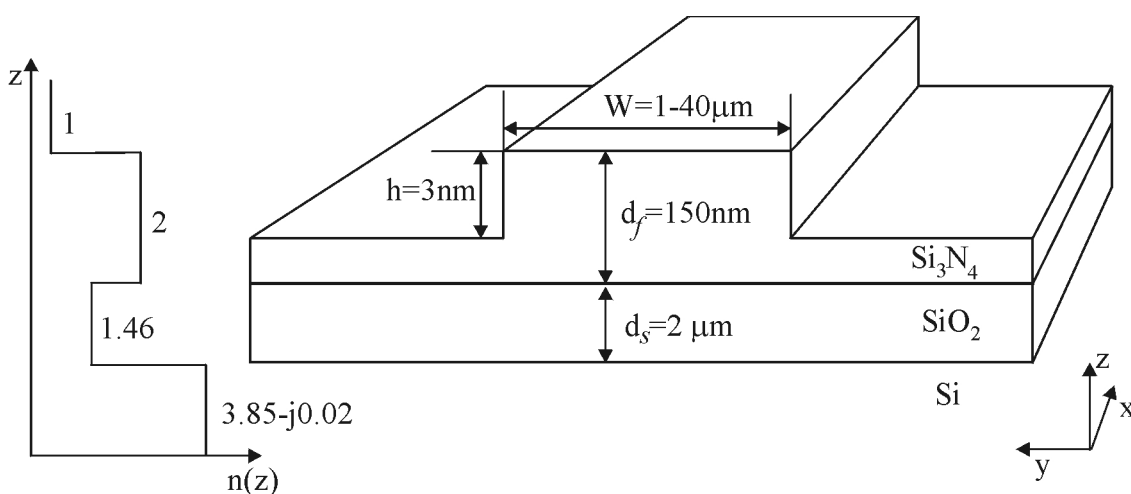


Figura 3-5. Estructura i perfil d'índex de la guia de nitrur de Silici. L'amplada de la guia varia entre 1 i $40\mu\text{m}$ per les diferents guies fabricades a cada mostra.

Aquestes guies han estat realitzades a l'Institut de Microelectrònica de Barcelona, i degut a que només tenen dues capes són fàcils de fabricar. S'ha pres com a material de base el silici, per tal d'aprofitar l'alt grau de fiabilitat i desenvolupament de la tecnologia microelectrònica sobre aquest material.

Per aconseguir el confinament lateral s'ha utilitzat l'estructura de la figura 3-4c, la guia *rib*, representada a la figura 3-5. Mitjançant un RIE (*Reactive Ion Etching*) de les zones laterals de la guia marcades amb una màscara, aconseguim rebaixar el gruix de la capa de nitrur de silici. L'esglaió format és sols d'uns nanòmetres. D'aquesta forma s'aconsegueix que l'índex efectiu de propagació en les capes laterals de la guia sigui inferior al de la zona central (ja que hi ha menys nitrur de silici, d'índex superior a l'aire). D'aquesta forma la guia lateral en la direcció y confina la llum a la tira central.

Tenint en compte l'estructura i el perfil d'índex, a les figures 3-6 i 3-7 es mostren unes simulacions teòriques dels modes acceptats per l'estructura vertical de la guia, que corresponen als modes fonamentals TE_0 i TM_0 . Els índex de refracció efectius per aquests modes són 1.69 i 1.53 respectivament. A partir d'aquests valors i aplicant la fórmula (3-22) trobem la longitud de decaïment del camp evanescent per cada mode, que és de 36.9nm pel mode TE_0 i de 43.2nm pel mode TM_0 .

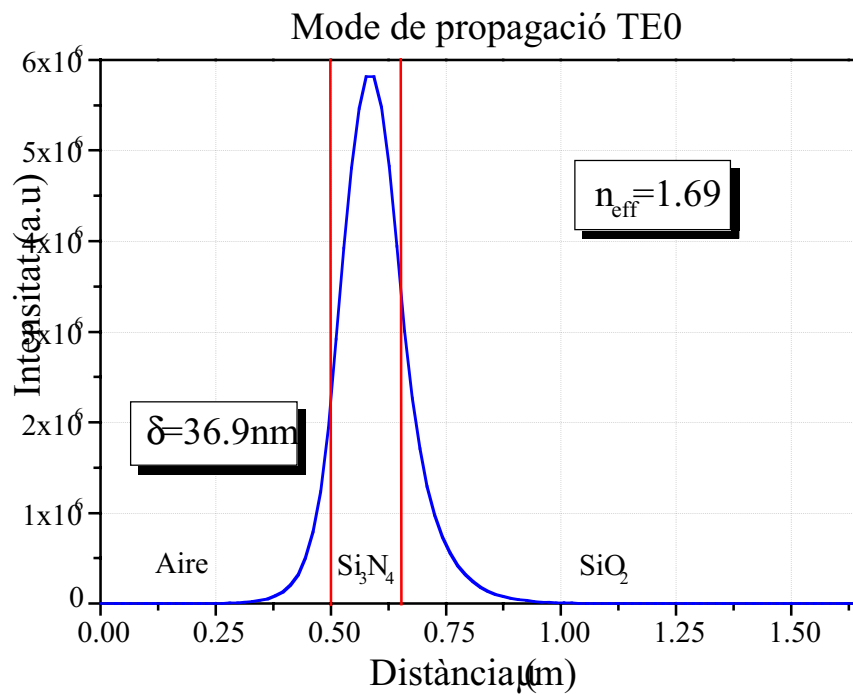


Figura 3-6. Distribució de la intensitat de la llum en la direcció z, corresponent al mode fonamental TE₀ per la guia descrita a la figura 3-5.

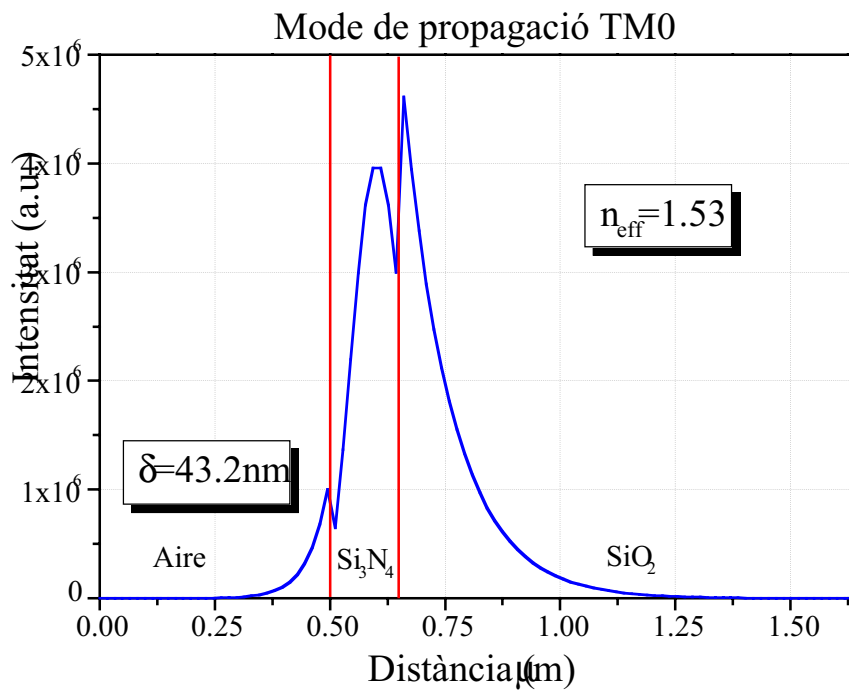


Figura 3-7. Distribució de la intensitat de la llum en la direcció z per al mode fonamental TM₀ de la guia de nitrur de silici de la figura 3-5.

També podem avaluar la potència que transporta el camp evanescent per cada mode, ja sigui aplicant l'expressió (3-20) pels modes TE i la corresponent pel mode TM [7] o bé integrant l'àrea de la corba de cada mode en la capa d'aire. Tant d'una forma com l'altre el resultat és que el camp evanescent a l'aire transporta aproximadament el 10% de l'energia corresponent al mode TE₀, mentre que per al mode TM₀ aquest valor és inferior al 5%. Això vol dir que els modes TE són més fàcilment mesurables que els modes TM, tot i que això dependrà finalment de les condicions d'injecció, que no necessàriament han de ser del 50% per cada mode. De totes formes, polaritzant la llum a l'entrada de la guia s'aconsegueix desacoblar perfectament els modes TE dels TM per al seu estudi.

Depenent de l'amplada de la guia tindrem més o menys modes laterals. A la figura 3-8 es mostra una gràfica del nombre de modes laterals en funció de l'amplada de la guia per un esglaió de 3nm com el de l'estructura descrita a la figura 3-5.

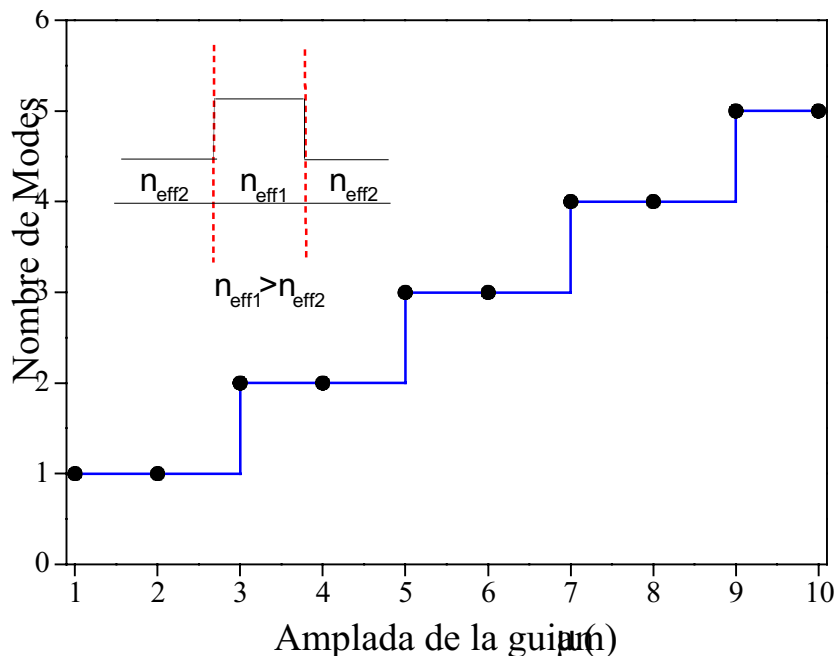


Figura 3-8. Relació del nombre de modes laterals TE presents en una guia de nitrur de silici amb un esglaió de 3nm.

Fixem-nos que si volem una propagació monomode, amb una guia de 3nm d'esglaió la màxima amplada que podem utilitzar és $W < 3\mu\text{m}$.

S'han realitzat 3 tipus de mostres, totes iguals excepte per l'atac RIE, que s'ha dissenyat per aconseguir esglaons de 2nm, 3nm i 4nm respectivament. Per la poca diferència d'alçada, la gràfica de la figura 3-8 és igualment aplicable a totes elles. A cada mostra fabricada s'hi han realitzat moltes guies. Cada mostra fa 1cm_1cm, té 4 períodes que es repeteixen, i a cada període 15 guies d'amplada variable, que van des d'1μm fins a 40μm. D'aquesta forma podem estudiar la propagació amb l'SNOM en funció de l'amplada de la guia.

3.3 Caracterització experimental

A continuació mostrarem els resultats de les mesures SNOM de les guies acabades de descriure. Per una banda tindrem la caracterització topogràfica, que ens permetrà estudiar l'estructura i la superfície de la guia, observar defectes i també mesurar l'esglaió de la guia. Al mateix temps aconseguirem les imatges òptiques SNOM, que representen la intensitat del camp evanescent a la superfície de la guia, i per tant són un reflex directe de la propagació que té lloc per l'interior de la guia.

Recordem que el muntatge utilitzat fa incidir el feix d'un làser de 623.8nm (vermell) a la guia. Això es pot realitzar mitjançant una fibra òptica, de forma que la llum no té una polarització definida, o bé amb un objectiu de microscopi. A la sortida es recull la llum i es mesura la potència transmesa per assegurar una màxima injecció de llum a la guia.

Una apreciació important a fer és que les imatges que veurem a partir d'ara normalment no seran quadrades de rang, tot i que les hi presentem. Això és degut a que en la direcció de propagació (vertical a les imatges) ens interessen rangs grans, mentre que per la direcció lateral només ens interessa l'amplada de la guia. Per tant, cal pensar que la imatge real serà comprimida en la direcció lateral i estirada verticalment (direcció de propagació), i les presentarem donant els rangs en aquest ordre: Amplada_Longitud.

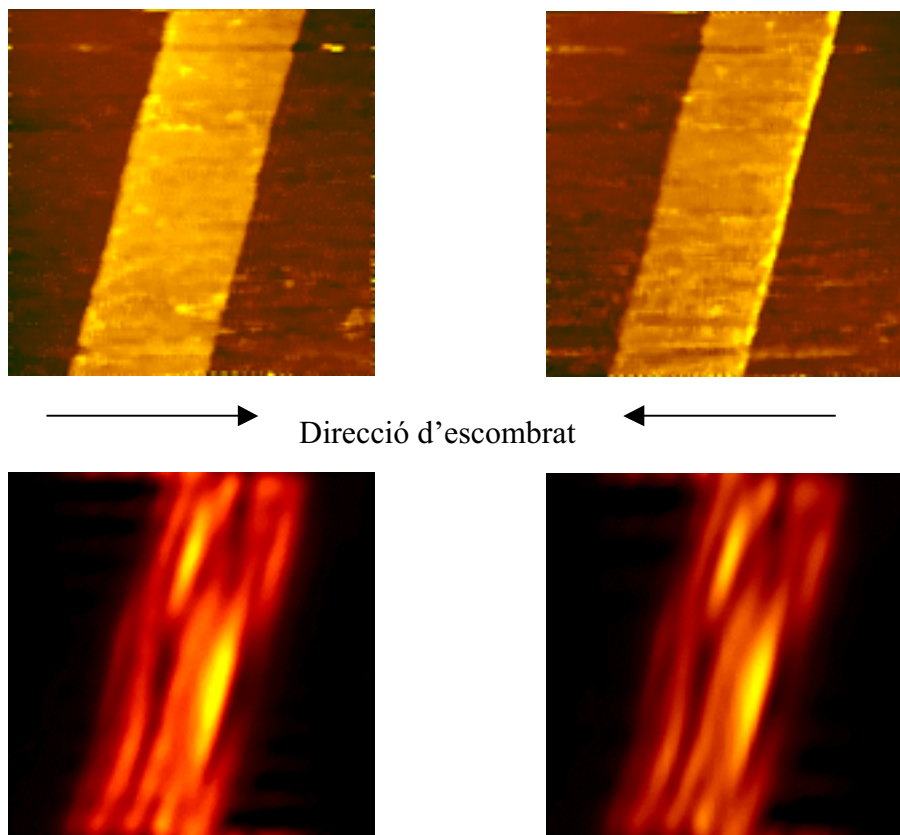


Figura 3-9. Imatges de 20µm_100µm topogràfiques (superiors) i SNOM (inferiors) d'una guia de nitrur de silici de 7µm d'amplada

A la figura 3-9 podem veure el primer resultat de mesurar una guia de $7\mu\text{m}$ de canal, amb llum polaritzada TE. La mostra utilitzada correspon a la de 2nm d'esglaó. El rang de la imatge és de $20\mu\text{m}$ – $100\mu\text{m}$ d'amplada. En aquest primer cas, i com a comprovació del funcionament del microscopi es mostren tant la imatge presa amb la punta viatjant de dreta a esquerra com d'esquerra a dreta. Les imatges tant topogràfiques com òptiques són efectivament iguals, tal i com ha de ser si el microscopi funciona bé. La superior presenta la imatge topogràfica i la inferior la imatge òptica capturada amb l'SNOM.

El primer que podem observar és una gran quantitat d'interferències a la imatge òptica. Aquestes interferències corresponen a la propagació dels diferents modes que viatgen per la guia que interfereixen entre ells. Captant el camp evanescent, doncs, aconseguim tenir una mesura real de la propagació de la llum per la guia.

Tenint en compte el gràfic de la figura 3-8, aquesta guia suporta 4 modes, i per tant es fa molt difícil identificar-los en la imatge. Per intentar obtenir una imatge més fàcilment comprensible passem a una guia que sigui teòricament monomode. La figura 3-10 mostra les imatges topogràfica i òptica d'una guia de $2\mu\text{m}$ d'amplada, i al costat uns perfils topogràfics i òptics.

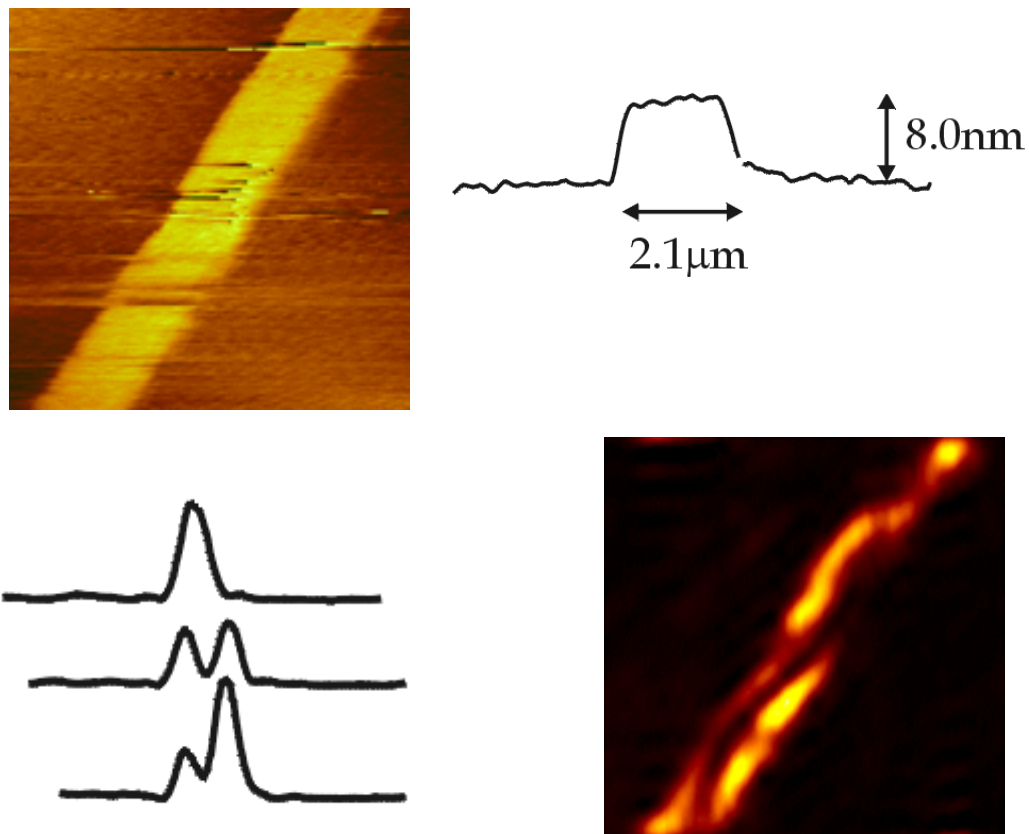


Figura 3-10. Imatge de $10\mu\text{m}$ – $200\mu\text{m}$ d'una guia de nitrur de silici de $4\mu\text{m}$ d'amplada. La propagació presenta una interferència amb dos màxims.

En aquest cas la imatge òptica continua presentant una interferència doble, que podria correspondre a un mode de propagació de primer ordre interferint amb el mode

fonamental, de forma que la guia no és monomode. Observant el perfil topogràfic la guia resulta tenir una alçada 8nm, de forma que l'atac RIE ha durat més del compte.

A la figura 3-11 mostrem la imatge topogràfica i un perfil d'una guia de teòricament 3nm d'esglaó.

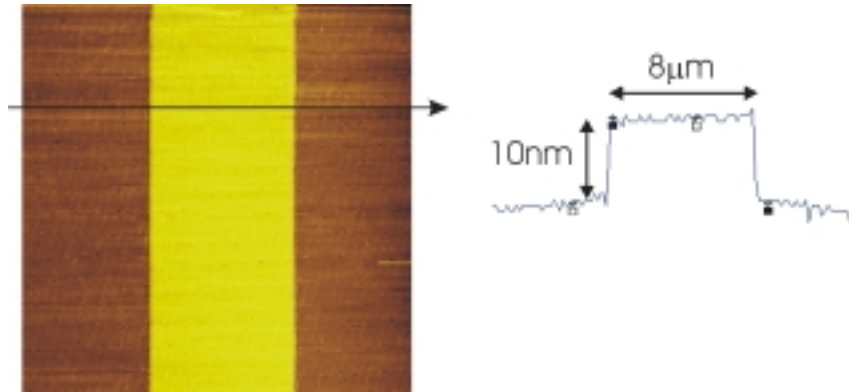


Figura 3-11. Imatge de $20\mu\text{m}_100\mu\text{m}$ d'una guia de nitrur de silici de $8\mu\text{m}$ d'amplada. L'esglaó mesurat resulta ser de 10nm.

En aquest cas l'alçada de la guia és de 10nm. Prenent aquestes noves dimensions, a la figura 3-12 es presenten les característiques de la propagació lateral per als modes TE.

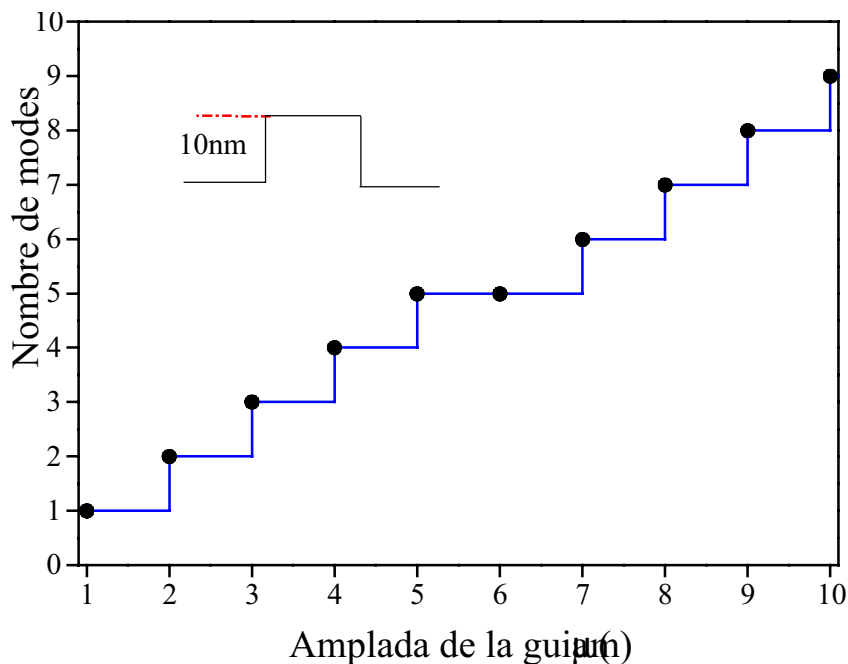


Figura 3-12. Relació del nombre de modes laterals TE per una guia de nitrur de silici de 10nm d'esglaó.

A partir de la gràfica podem comprovar que el nombre de modes laterals presents a la guia és molt superior al calculat per la guia de 3nm. Comprovem-ho realitzant imatges sobre diferents guies d'amplada creixent, per la mostra amb un esglaó de 10nm.

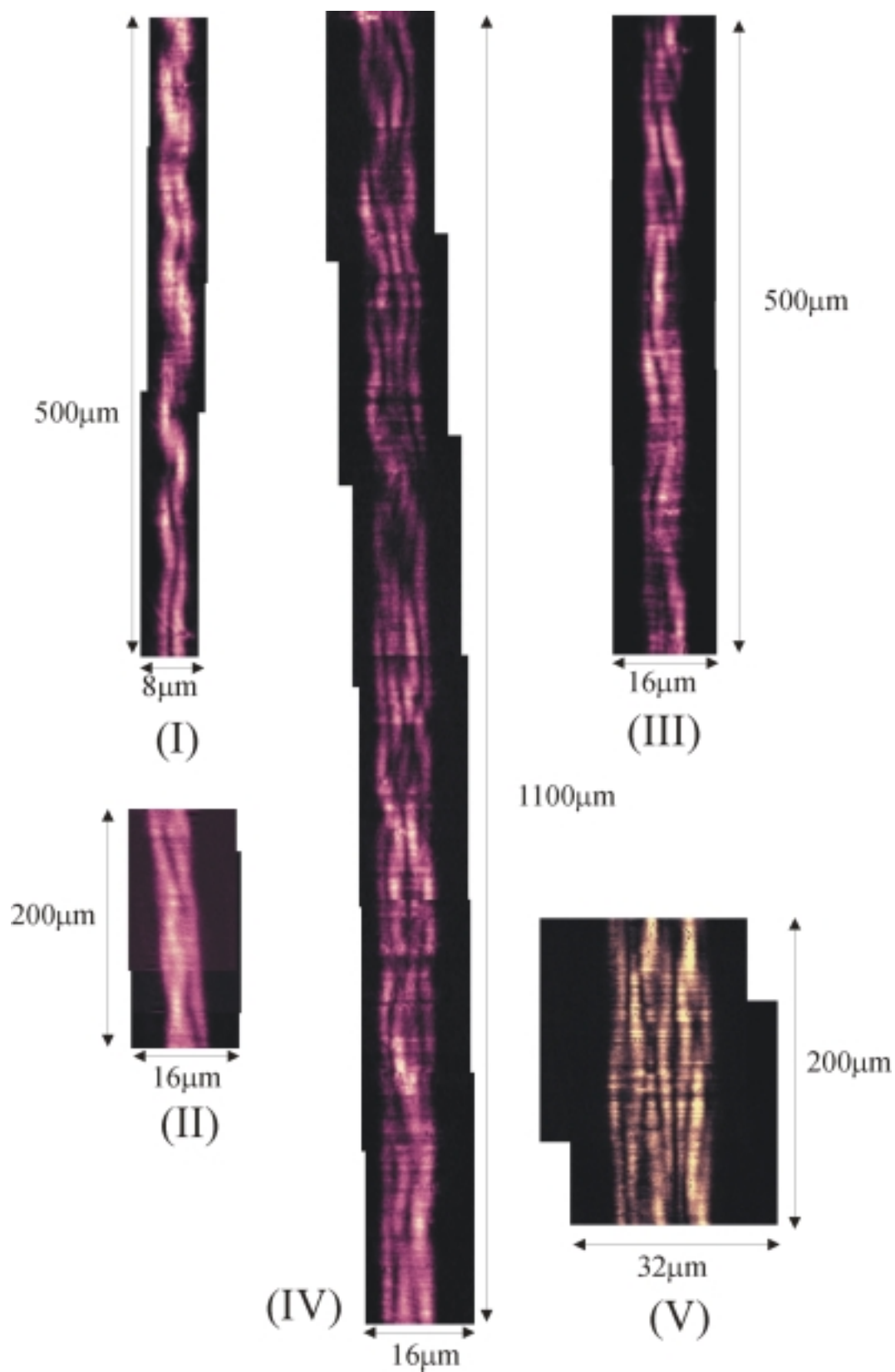


Figura 3-13. Imatges SNOM de la propagació modal per guies de 10nm d'esglaó i diferents amplades W : (I) $W=3\mu\text{m}$, imatge de $8\mu\text{m}_500\mu$; (II) $W=4\mu\text{m}$, imatge de $16\mu\text{m}_200\mu\text{m}$; (III) $W=6\mu\text{m}$, imatge de $16\mu\text{m}_500\mu\text{m}$; (IV) $W=8\mu\text{m}$, imatge de $16\mu\text{m}_1100\mu\text{m}$; (V) $W=15\mu\text{m}$, imatge de $32\mu\text{m}_200\mu\text{m}$.

A partir de l'increment de les interferències en funció de l'amplada de la guia, les imatges de la figura 3-13 ens mostren clarament l'increment del nombre de modes amb l'amplada de la guia, encara que no sigui possible identificar quins modes intervenen en cada cas.

També és molt important adonar-se dels rangs de les imatges. Tot i que el màxim rang del nostre microscopi és de $300\mu\text{m}$, movent-lo per sobre de la guia mitjançant els micròmetres que s'havien incorporat per aquesta finalitat, és possible encadenar imatges de la propagació, fins arribar a distàncies tant grans com $1,1\text{mm}$. Això serà de gran interès per estudiar dispositius més complexos que les guies, on interessa seguir la propagació a diferents zones de l'estructura, tal i com veurem al següent capítol. A més a més, si es té en compte que per cada imatge es tarda aproximadament 10min. , realitzar tota la sèrie d'imatges pot suposar més d'una hora en alguns casos, de forma que l'estabilitat del microscopi enfront derives és excel·lent.

Per poder obtenir una informació més precisa de quins modes intervenen en la propagació per la guia, la utilització de simulacions ens és de gran ajuda. En aquest cas hem utilitzat simulacions FD-BPM (*Finite Difference-Beam Propagation Method*), amb el programa desenvolupat al nostre departament [5]. A la figura 3-14 en veiem un resultat.

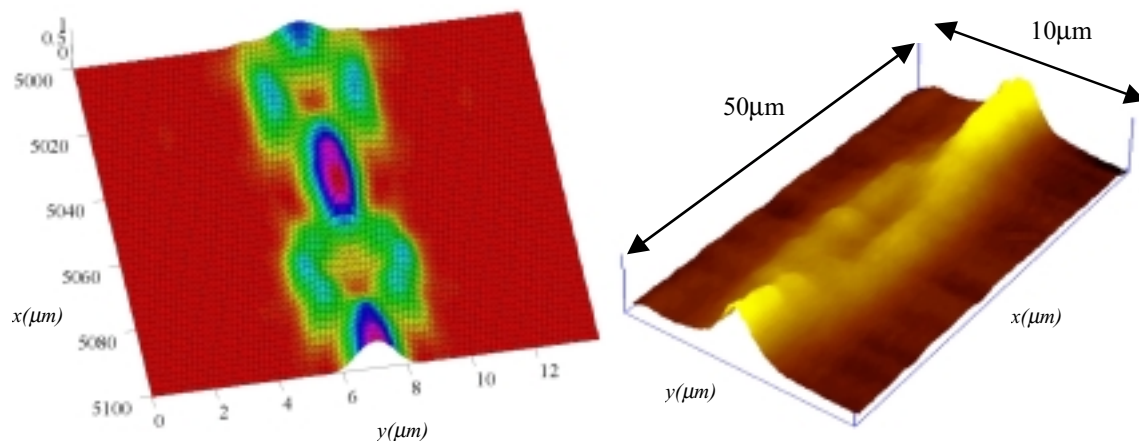


Figura 3-14. Guia de nitrur de silici de $4\mu\text{m}$ d'amplada i 10nm d'esglaó. (A) Simulació BPM de de la intensitat a la superfície de la guia. Rang mostrat: $14\mu\text{m}_100\mu\text{m}$ (B) mesura SNOM experimental d'aquesta intensitat. Rang de la imatge: $10\mu\text{m}_50\mu\text{m}$.

A la part dreta podem observar la simulació teòrica de la intensitat de la llum a la superfície d'una guia de 10nm d'esglaó i $4\mu\text{m}$ d'amplada, i a l'esquerra la imatge SNOM experimental d'aquesta mateixa guia. El primer que veiem és la gran semblança de les dues imatges. Tot i que aquesta guia suporta 4 modes (figura 3-12), la simulació correspon a un batut entre els modes TE_0 i TE_2 , amb un període de $63,2\mu\text{m}$, de forma que només s'han excitat 2 dels 4 modes. Experimentalment aquest període s'ha mesurat de $55\mu\text{m}$, de forma que la correlació és força bona, amb una diferència inferior al 13%.

Fins ara a les imatges només hem mesurat la intensitat del camp evanescent a una alçada constant de la superfície que està entre el 0-10nm. Hi ha però, un altre tipus de mesura que podem realitzar, i és la mesura del perfil del camp evanescent (equació 3-21), de forma que obtenim la longitud de decaïment i , aplicant (3-12) l'índex de refracció efectiu del mode vertical de propagació a la guia. Per realitzar aquesta mesura la tècnica consisteix en quedar-se en un punt concret sobre la guia, obrir el sistema de realimentació, de forma que puguem allunyar primer la punta de la superfície de la guia, i després acostar controladament fins arribar al punt de partida, moment en que tornem a connectar el sistema de realimentació. Si mentre realitzem el procés anem capturant la llum, estarem mesurant el perfil de la intensitat del camp evanescent, tal i com ve descrit a l'equació (3-21).

A la figura 3-15 veiem un exemple d'aquest tipus de mesura. A la gràfica es poden observar tres corbes, una sobre la guia, amb un comportament clarament exponencial, una altra als laterals de la guia, i on no es detecta pràcticament llum, i una tercera corresponent a una zona de la mostra amb partícules de material indesitjat dipositat sobre la mostra, tal i com pot ser pols o impureses que no han marxat al netejar la mostra. Aquestes partícules fan de centre dispersor de la llum, i correspondria a la llum que es observa amb una lupa o càmera CCD situada sobre la guia. Està convertint, per tant, el camp evanescent en radiació propagant. A la gràfica es pot comprovar que aquest perfil no té un comportament exponencial..

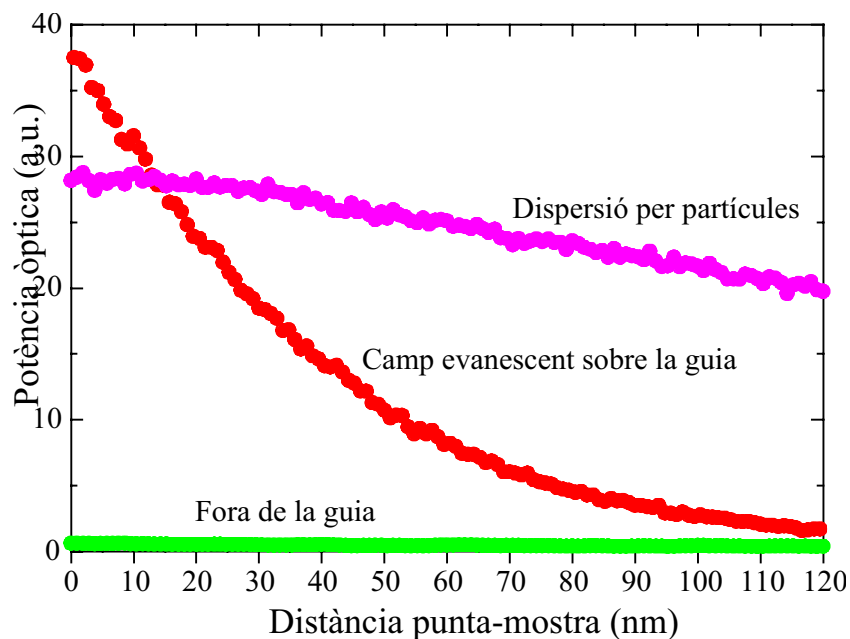


Figura 3-15. Intensitat òptica recollida realitzant corbes d'aproximació punta-mostra. Es pot veure el comportament exponencial sobre la guia, el senyal pràcticament nul fora la guia, i l'efecte de partícules de material indesitjat sobre la guia.

A la figura 3-16 podem observar amb més detall el camp evanescent sobre diferents punts sobre la guia. En aquest cas s'està mesurant la intensitat del camp evanescent per a una guia de 10 μ m d'amplada. Desplaçant-nos lateralment per sobre la guia hem pres