

Llum, pinces òptiques... acció.

Treball de Recerca

Captura òptica i estudi de les propietats
de nanopartícules de quatre materials

Cinta Gomis López

Escola Virolai

6 de novembre de 2015



Índex

1. Presentació	Pàgina 4
2. <i>Abstract</i>	Pàgina 6
3. Hipòtesi	Pàgina 7
4. Objectius	Pàgina 8
4.1. Objectius generals	Pàgina 8
4.2. Objectius específics	Pàgina 8
5. Introducció	Pàgina 9
5.1. Consideracions prèvies	Pàgina 9
5.2. El tret de sortida. Fonaments tècnics	Pàgina 11
5.3. Un món per descobrir. Pinces òptiques	Pàgina 14
5.4. El fruit d'una casualitat. Aplicacions	Pàgina 16
6. Marc teòric	Pàgina 21
6.1. Oscil·lador harmònic	Pàgina 21
6.2. Òptica i Electromagnètica	Pàgina 24
6.3. L'experiment	Pàgina 25
7. Materials i equipament	Pàgina 28
7.1. Materials: nanopartícules utilitzades	Pàgina 28
7.2. Equipament: sistema de pinces òptiques	Pàgina 31
8. Metodologia	Pàgina 36
8.1. Captura òptica	Pàgina 36
8.1.1. Preparació de les nanopartícules	Pàgina 36
8.1.2. Introducció al sistema de les pinces òptiques	Pàgina 37
8.1.3. Captura òptica	Pàgina 38
8.2. Oscil·lador harmònic	Pàgina 39

8.3. Estudi de les propietats	Pàgina 39
8.3.1. Polaritzabilitat (α)	Pàgina 39
8.3.2. Freqüència de ressonància (ν)	Pàgina 42
8.3.3. Constant elàstica (k)	Pàgina 45
8.3.4. Balanç	Pàgina 46
9. Resultats	Pàgina 47
9.1. Captura òptica	Pàgina 47
9.2. Oscil·lador harmònic	Pàgina 48
9.3. Estudi de les propietats	Pàgina 49
9.3.1. Polaritzabilitat (α).....	Pàgina 49
9.3.2. Freqüència de ressonància (ν)	Pàgina 52
9.3.3. Constant elàstica (k)	Pàgina 55
9.3.4. Balanç	Pàgina 55
10. Conclusions	Pàgina 58
10. 1. Línies futures	Pàgina 60
11. Agraïments	Pàgina 61
12. Bibliografia	Pàgina 62
12.1. Pàgines web i recursos	Pàgina 63
13. Annex I: Càlculs	Pàgina 65
13.1. Polaritzabilitat (α)	Pàgina 65
13.1.1. Diòxid de silici (SiO ₂)	Pàgina 66
13.1.2. Òxid d'alumini (Al ₂ O ₃)	Pàgina 67
13.1.3. Diòxid de titani (TiO ₂)	Pàgina 68
13.1.4. Diòxid d'hafni (HfO ₂)	Pàgina 69
13.2. Freqüència de ressonància (ν)	Pàgina 70
13.2.1. Diòxid de silici (SiO ₂)	Pàgina 70

13.2.2. Òxid d'alumini (Al_2O_3)	Pàgina 72
13.2.3. Diòxid de titani (TiO_2)	Pàgina 74
13.2.4. Diòxid d'hafni (HfO_2)	Pàgina 76
13.3. Constant elàstica (k)	Pàgina 78
13.3.1. Diòxid de silici (SiO_2)	Pàgina 78
13.3.2. Òxid d'alumini (Al_2O_3)	Pàgina 78
13.3.3. Diòxid de titani (TiO_2)	Pàgina 79
13.3.4. Diòxid d'hafni (HfO_2)	Pàgina 79
14. Annex II: Pòster científic	Pàgina 80

1. Presentació

Fa ben bé nou mesos que va començar aquesta aventura. Veient la infinitat de possibilitats, escollir un tema pel Treball de Recerca em va resultar una tasca complicada. De fet, abans d'endinsar-me en la Física de les pinces òptiques, l'opció que més em cridava l'atenció tenia relació amb el dopatge esportiu, un àmbit totalment diferent.

Una vegada acabada la darrera etapa a l'escola, m'agradaria estudiar Ciències Biomèdiques. Sé del cert que el que més m'apassiona és la ciència i, especialment, la recerca. És per això que quan el professor José Luis Tournon va presentar-me la possibilitat de treballar a l'Institut de Ciències Fotòniques (ICFO), vaig decidir llançar-m'hi de cap.

Abans de posar-me mans a l'obra, mai havia sentit a parlar de les pinces òptiques. És més, ningú al meu voltant semblava conèixer el tema. Se'm plantejaven aleshores un munt de conceptes per entendre i d'incògnites per resoldre que, de mica en mica, han anat prenent forma.

“I si fóssim capaços d'atrapar i moure objectes microscòpics sense tocar-los físicament? Podríem mesurar forces a una escala tan petita?”

Després de mesos de dedicació, una pila de documents analitzats, fórmules, teories i una gran experiència de laboratori, “Llum, pinces òptiques... acció.” recull el fruit de la feina feta durant aquest temps.

El treball s'estructura en dues parts ben diferenciades. La primera secció constitueix una introducció al món de les pinces òptiques. Inclou un petit recorregut històric, revela els fonaments de la tècnica de la captura òptica, n'exposa els descobriments més rellevants i presenta un tast de les seves innumerable aplicacions centrades en la Biologia, la disciplina on, de moment, els instruments han tingut més incidència. El marc teòric, més complex, explica el model de comportament de les partícules atrapades en unes pinces òptiques i exposa els conceptes d'Òptica i Electromagnètica necessaris per a la comprensió de les fórmules emprades en els càlculs teòrics.

D'altra banda, la segona part es centra en l'experimentació. Al principi vaig voler plantejar una investigació encarada a la Biologia, però ben aviat em vaig adonar de la dificultat que suposava treballar amb aquest tipus de mostres, que costen molt d'aconseguir en un àmbit no profes-

sional i que, a més, requereixen una important infraestructura per a la seva conservació. El Pau Mestres, que prepara el seu doctorat a l'ICFO, em va donar les bases per desenvolupar un experiment utilitzant compostos químics inorgànics, materials que m'han permès estudiar la Física darrere la manipulació òptica. La investigació efectuada rep el nom de "Captura òptica i estudi de les propietats de nanopartícules de quatre materials" i tracta el que aquest títol expressa.

El procés de recerca en l'àrea requereix una maquinària i uns materials molt exclusius que, sovint, ni els mateixos investigadors tenen fàcilment al seu abast. Les limitacions per a una alumna de Batxillerat, doncs, són evidents. El simple fet de treballar en un laboratori de recerca ja suposa una vivència inoblidable.

A l'ICFO m'han proporcionat els mitjans per reproduir la investigació planejada a petita escala, per desenvolupar una metodologia que, amb les rèpliques i la varietat de materials corresponents, resultaria en una investigació completa.

Coincidint amb l'Any Internacional de la Llum, us convido a endinsar-vos en un viatge a través del fascinant món de les pinces òptiques, una nova realitat que sembla sorgida de la ciència-ficció.

2. Abstract

Llum, pinces òptiques... acció.

Captura òptica i estudi de les propietats de nanopartícules de quatre materials.

Cinta Gomis López

Les pinces òptiques aprofiten les propietats dels feixos de llum làser per generar forces que permeten subjectar i manipular cossos microscòpics sense tocar-los físicament. La tècnica ja és una realitat en la recerca bàsica i l'estudi de mostres biològiques, motors moleculars, microfluids i micromàquines, entre molts altres àmbits.

El material més utilitzat per treballar amb pinces òptiques és el diòxid de silici. En la present investigació s'ha estudiat la polaritzabilitat, la freqüència de ressonància (màxima oscil·lació) i la constant elàstica de diferents nanopartícules atrapades en un sistema de pinces òptiques. Els materials emprats han sigut l'òxid d'alumini, el diòxid de titani, el diòxid d'hafni i, evidentment, el diòxid de silici.

Combinant mitjans teòrics i experimentals s'ha comprovat que és possible atrapar partícules de materials diferents del diòxid de silici i de mida comparable a aquest i que, en determinades condicions, certes nanopartícules haurien d'oferir millors prestacions que les d'aquest. Ara bé, per aplicar els altres materials de manera eficient, caldrà perfeccionar el disseny de les seves nanopartícules.

Paraules clau: llum, pinces òptiques, materials, Nanotecnologia, Física.

3. Hipòtesi

Les pinces òptiques ofereixen un ventall creixent de possibilitats en el món de la investigació i el desenvolupament científic. Comptar amb una tècnica depurada i eficient és fonamental per aconseguir treure el màxim rendiment a qualsevol experiència pràctica.

Al laboratori, el diòxid de silici és el material imperant quan es tracta d'utilitzar les pinces òptiques. Ara bé, és aquest l'únic material que podem atrapar? Tots els materials interaccionen amb la llum de la mateixa manera? Existeixen materials que presentin característiques més òptimes per ser manipulats?

La hipòtesi d'aquesta investigació defensa que **és possible capturar partícules de materials diferents del diòxid de silici i de mida comparable a aquest i que, en determinades condicions, certs cossos oferiran millors prestacions** per treballar amb pinces òptiques si es comparen amb el material més comú.

4. Objectius

4.1. Objectius generals

1. **Analitzar** els fonaments teòrics que hi ha al darrere de les pinces òptiques.
2. **Comprendre** el funcionament tècnic d'aquests instruments.
3. **Dissenyar** una investigació científica que permeti treballar-hi.
4. **Desenvolupar** l'experiment plantejat.
5. **Treballar** amb certa autonomia en un laboratori de recerca.
6. **Aprendre** a graficar i interpretar les dades obtingudes.
7. **Crear** un pòster científic per difondre l'experiència.

4.2. Objectius específics

1. **Atrapar** partícules de diòxid de silici utilitzant les pinces òptiques.
2. **Aconseguir** dur a terme la captura òptica per a tres altres materials: l'òxid d'alumini, el diòxid de titani i el diòxid d'hafni.
3. **Comprovar** si el moviment que descriuen les partícules atrapades s'ajusta al moviment oscil·latori harmònic.
4. **Establir** de manera tant teòrica com experimental si tots els materials interaccionen de la mateixa manera amb la llum.
5. **Estudiar** les propietats de les nanopartícules atrapades centrant-se en tres aspectes: la polaritzabilitat, la freqüència de ressonància (màxima oscil·lació) i la constant elàstica.
6. **Determinar** si el diòxid de silici és el material més estable una vegada atrapat.
7. **Esbrinar** quines són les característiques òptimes per a la captura i manipulació òptica.
8. **Concloure** si veritablement és aquest el material més adequat per a l'experimentació.

5. Introducció

De la ciència-ficció al laboratori.

5.1. Consideracions prèvies

“*Somnium*”^[1], una narració que inclou el vol espacial, és probablement la primera novel·la de ciència-ficció de la història. Va ser publicada l’any 1609 i el seu autor és **Johannes Kepler** (1571-1630), descobridor de les lleis que regulen el moviment planetari. El relat de l’astrònom alemany proposa un viatge de la Terra a la Lluna per mitjà de la llum. Per descomptat, aquest fet era i continua sent cosa de la ciència-ficció.

Durant les seves observacions, Kepler va adonar-se que les cues dels cometes sempre apunten en sentit contrari al Sol, sigui quina sigui la direcció del moviment del cometa. Va suggerir que el fenomen podia ser conseqüència d’algun tipus de pressió dels rajos solars^[2], tot establint el primer antecedent que reconeix que la llum exerceix pressió sobre els cossos materials.

Ja al segle XIX, **James Clerk Maxwell** (1831-1879) va desenvolupar la seva teoria electromagnètica. El físic escocès va demostrar que la llum està constituïda per ones electromagnètiques que, efectivament, exerceixen pressió quan es propaguen^[3]. Anys després, però, es van observar una sèrie de comportaments que no podien explicar-se amb la teoria ondulatoria de Maxwell i que van iniciar una de les grans teories del segle XX: la mecànica quàntica.

En aquest context, els treballs de **Max Planck** (1858-1947) i **Albert Einstein** (1879-1955), entre d’altres, van portar a la conclusió que, sota certes circumstàncies, la llum també actua com si estigués formada per un flux de partícules: els fotons^[4,5].

La intensitat de la llum queda determinada pel nombre de fotons que passen per una àrea donada per unitat de temps. El conjunt d’un flux de fotons exerceix certa pressió quan incideix sobre la matèria.

A cada fotó se li associa una propietat anomenada quantitat de moviment o *momentum* lineal. Quan un àtom emet o absorbeix un fotó el seu *momentum* canvia d’acord amb les lleis del moviment d’**Isaac Newton** (1642-1727). És a dir, independentment del comportament específic

de la llum (ondulatori o corpuscular), aquesta és portadora d'energia i de *momentum* lineal. Ambdues quantitats es conserven en qualsevol procés d'interacció entre radiació i matèria.

Un fotó de longitud d'ona λ té un *momentum* $p = \frac{h}{\lambda}$, on h és la constant de Planck.

De manera similar, quan una micropartícula canvia la direcció d'un raig de llum com a resultat de la reflexió o la refracció, també experimenta una força. A més de la pressió de la radiació de Kepler, hi ha altres forces de gradient que, en cossos petits, són suficients per permetre la manipulació òptica de la matèria.

Durant el segle XX, hi va haver molts intents de mesurar la pressió exercida per la llum, però aquesta és massa dèbil. **Pyotr Lebedev** (1866-1912) va ser el primer a mesurar la pressió de la llum, tot confirmant les prediccions basades en les equacions de Maxwell^[6]. En aquell moment, però, es requeria un extraordinari refinament de les tècniques i els equips experimentals, així com fonts lluminoses més adequades. El panorama canvia radicalment quan, als anys seixanta, el **làser**, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, entra en escena.

Per què el làser és una font de radiació tan especial? Primerament, cal destacar el fet que la radiació que emet és pràcticament monocromàtica i coherent. Està formada per un conjunt d'ones electromagnètiques que tenen gairebé totes la mateixa longitud d'ona i que viatgen de manera ordenada i sincronitzada, que conserven una relació de fase constant. A més, la llum del làser concentra una gran potència i es propaga en una direcció ben definida, com un feix de llum.

[1] KEPLER, J. *Mathematici olim imperatorii somnium, seu opus posthumum de astronomia lunari*. Ludwig Kepler, 1634.

[2] KEPLER, J. *De cometis libelli tres. I. astronomicus... II. physicus... III. astrologicus...* Augsburg, 1619.

[3] MAXWELL, J. C. *A Treatise on Electricity and Magnetism*, London: Macmillan and Co., 1873.

[4] A. Einstein, *On a Heuristic Point of View Concerning the Production and Transformation of Light*. Annalen der Physik, ser. 4, 17, 132–148.

[5] LOUDON, R. *The Quantum Theory of Light*, vol. 3, OUP Oxford, 2000.

[6] P. N. Lebedev, *Experimental examination of light pressure*, Ann. der Physik, 6, 433 (1901).

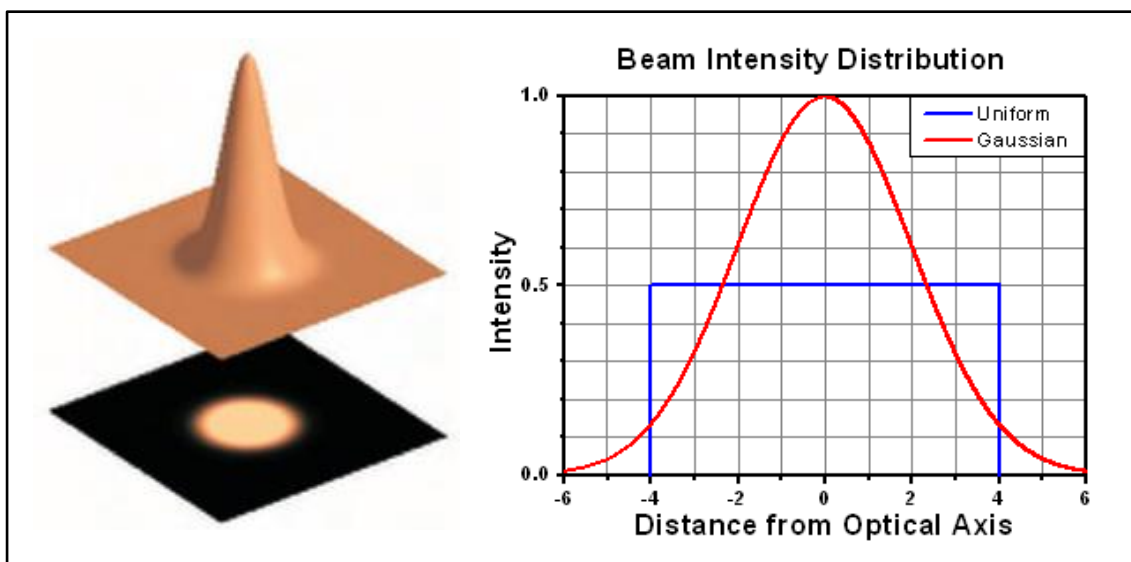
5.2. El tret de sortida. Fonaments tècnics

Quan un làser incideix sobre la superfície d'un cos transparent, la llum experimenta diversos processos:

- En la **reflexió**, una part de la llum canvia la seva direcció de propagació quan arriba a la superfície de l'objecte. La llum hi "rebota" i continua movent-se en el mateix medi.
- La **refracció**, en canvi, consisteix en una variació tant de la direcció de propagació de l'ona com del seu medi de transmissió. La llum es propaga pel cos, el travessa tot canviant la seva direcció.
- Finalment, una petita porció de la llum pot transformar-se en **calor**.

Els canvis en la rapidesa o la direcció de propagació de la llum deguts a la reflexió i la refracció impliquen un canvi en el *momentum* lineal dels fotons.

La conservació de la quantitat de moviment és la causa de la pressió de la radiació i fa que es generin forces que actuen sobre la partícula. Hi ha, a més, un factor addicional que permet la captura de partícules. Es tracta del fet que el làser té un perfil gaussià, tal com es veu a la Figura 1: existeix un gradient d'intensitat en la secció transversal del feix de llum de manera que la intensitat és màxima al centre i disminueix als voltants.

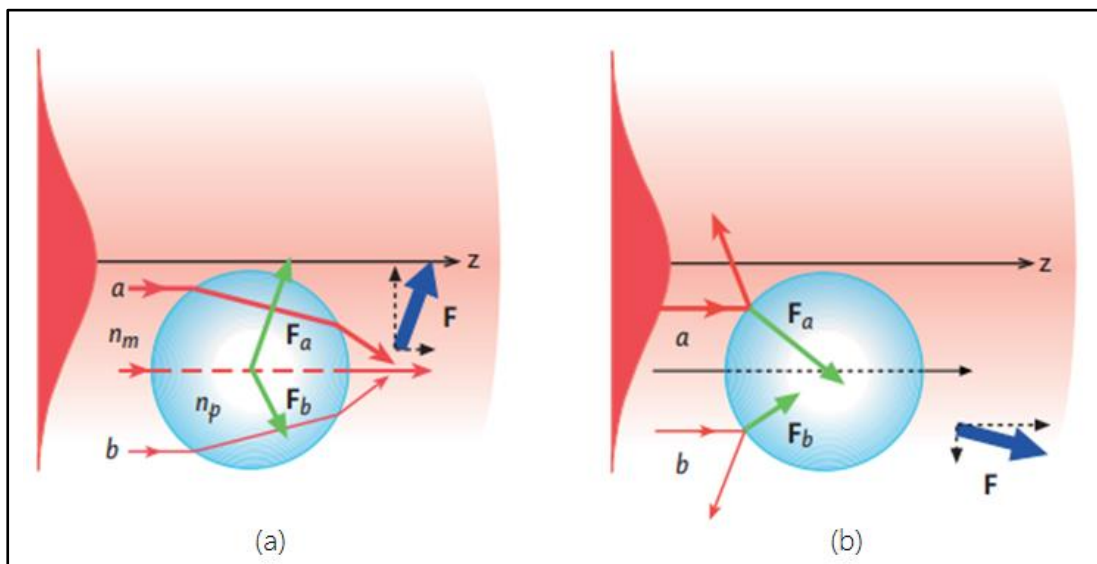


Fonts: *Academia Mexicana de Ciencias* i *Thorlabs, Inc.*

Figura 1. A l'esquerra, la imatge presenta la degradació d'intensitat d'un feix de llum làser i la seva projecció en una pantalla. A la dreta, el gràfic mostra la distribució de la intensitat del feix en funció de la distància respecte de l'eix òptic. El traç de color blau es correspon a un làser uniforme, mentre que el vermell representa un feix de perfil gaussià.

La Figura 2 assenjala el procés d'interacció entre la llum i una partícula esfèrica il·lustrat mitjançant un traç de rajos. La Figura 2a indica l'efecte de la llum refractada. La refracció del raig a provoca la força F_a sobre la partícula (esfera), i el raig b , situat en un punt simètric, causa una força F_b corresponent. F_a és major que F_b . La força total F (fletxa blava) té dues components. La primera rep el nom de **força de gradient** i és perpendicular a l'eix de propagació (z). Sota l'acció de la llum refractada, condueix les partícules cap a les regions de màxima intensitat. L'altra, denominada **força de dispersió**, té una direcció que coincideix amb la de propagació del feix de llum i empeny les partícules al llarg de l'eix. Així, la força neta atreu el cos cap a la regió més intensa a la vegada que l'empeny en la direcció de propagació.

La Figura 2b mostra el comportament de la llum reflectida. Degut als efectes de la llei de reflexió de la llum, ara la força de dispersió és major. En aquest cas, la força de gradient tendeix a conduir la llum fora de les regions de màxima intensitat i té una magnitud molt menor a l'associada a la llum refractada.

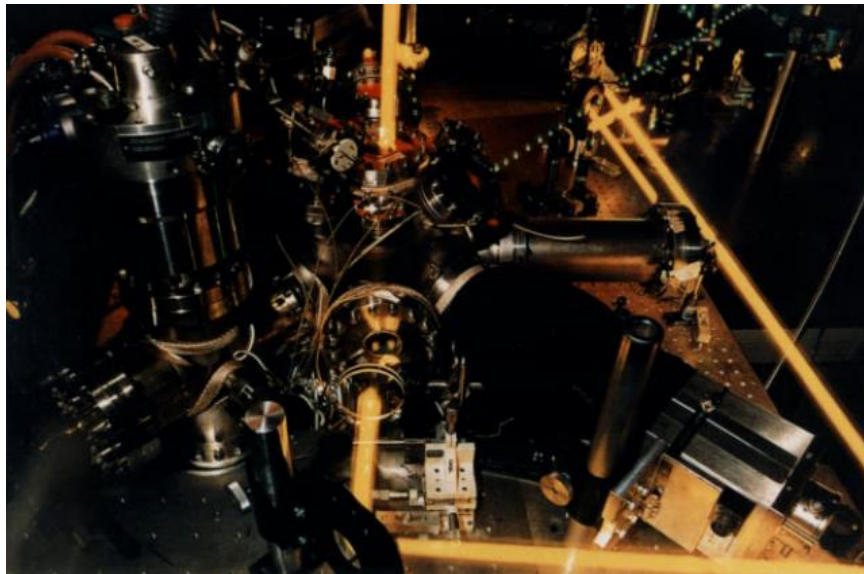


Font: *Academia Mexicana de Ciencias*

Figura 2. Interacció entre un làser i una partícula, diagrama de forces: (a) Llum refractada: la força neta tendeix principalment a atreure el cos cap a la regió més intensa. (b) Llum reflectida: la força neta es dirigeix principalment en la direcció de propagació.

L'any 1970, **Arthur Ashkin**, científic nord-americà que treballava als *AT&T Bell Labs* als Estats Units, va dissenyar un experiment per determinar la pressió de la radiació exercida per un làser continu. Per evitar els efectes d'escalfament deguts a l'absorció de la llum, Ashkin va utilitzar microesferes transparents de làtex suspeses en aigua. Sorprès, no solament va comprovar que la pressió de la radiació era capaç d'empènyer les partícules en la direcció de propagació del feix del làser, sinó que també va observar que, simultàniament, les partícules eren atretes cap al centre del feix, en la direcció transversal.

Partint d'aquests resultats, Ashkin va crear les "trampes de dos feixos". Va col·locar dos làsers propagant-se en direccions oposades al llarg d'un mateix eix, de manera que les forces exercides per cada un dels làsers s'equilibrassin entre si en algun punt intermedi, on la partícula quedava atrapada per la llum^[7]. A més, va adaptar el procés per concebre les "trampes de levitació". Per a la suspensió de les partícules, utilitzava la pressió de la radiació que apuntava cap amunt associada amb un corrent de fotons per equilibrar l'estirada cap avall de la gravetat^[8].



Font: *The manipulation of neutral particles*, Steven Chu (Rev Mod Phys, 1998)

Figura 3. Aparell utilitzat per demostrar molasses òptiques (tècnica de refredament làser) i la primera "trampa òptica" per a àtoms. La fotografia és una doble exposició feta a partir de la imatge de l'aparell i la fotografia dels feixos de llum presa a les fosques.

^[7] A. Ashkin, *Acceleration and trapping of particles by radiation pressure*. Phys Rev Lett 24 (1970).

^[8] A. Ashkin i J. M. Dziedzic, *Optical Levitation by Radiation Pressure*. Appl Phys Lett 19, 283 (1971).

A la dècada dels setanta i principis dels vuitanta, diversos grups de científics arreu del món van centrar l'atenció en comprendre millor els fonaments físics del fenomen i en idear noves tècniques de captura òptica.

5.3. Un món per descobrir. Pinces òptiques

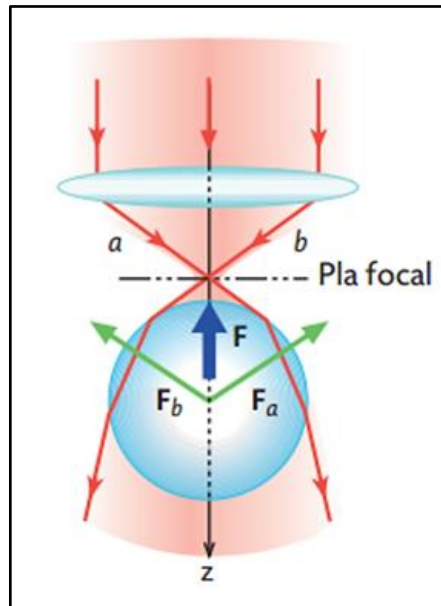
L'any 1986, l'experiència d'**Ashkin** i els seus companys, entre els qui destaca el premi Nobel **Steven Chu**, va suposar un gran progrés en el camp. Van adonar-se que només amb la força de gradient n'hi havia prou per atrapar partícules dielèctriques i, aquesta vegada, van desenvolupar una "trampa òptica" molt estable. Permetia atrapar una partícula transparent utilitzant un únic làser amb una forta orientació, confirmant el concepte de pressió negativa de la llum degut a la força de gradient^[9]. Per aconseguir-ho, van enfocar el feix de llum en una àrea extremadament petita mitjançant la lent objectiu d'un microscopi.

"The trap worked. We could actually see the random walk loading with our own eyes. A tiny dot of light grew in brightness as more atoms fell into the trap." (Steven Chu, *The manipulation of neutral particles*, Rev Mod Phys, 1998)

Amb aquest procediment es genera un considerable gradient d'intensitat en la direcció axial, a més de transversal. Conseqüentment, la força de gradient atrau les partícules cap a la regió focal, on la intensitat és màxima. Aquesta força té la magnitud suficient per equilibrar el pes de la partícula i la força de dispersió, de manera que les partícules poden ser atrapades fins i tot quan el làser es dirigeix verticalment cap a baix. En aquest cas, il·lustrat a la Figura 4, la força total apunta en la direcció del pla focal. El dispositiu es coneix avui com **pinces òptiques**.

Les pinces òptiques són instruments que fan servir un feix de llum làser altament enfocat per proveir forces atractives i repulsives capaces d'atrapar i moure objectes microscòpics sense tocar-los físicament.

^[9] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm i S. Chu, *Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles*. Opt Lett 11, 288–290 (1986).



Font: *Academia Mexicana de Ciencias*

Figura 4. Pines òptiques: Amb el feix de llum molt enfocat, el gradient d'intensitat provoca que la partícula sigui atreta cap al pla focal, la regió de major intensitat.

La clau del funcionament de les pines òptiques es troba en el comportament de les partícules transparents. Quan aquestes tenen un índex de refracció major que el medi que les envolta, són atretes cap a la regió de màxima intensitat del làser. Movent el focus del feix, per tant, és possible transportar la partícula. Certament, les pines òptiques permeten atrapar i moure cossos dielèctrics i mostres biològiques – oscil·lant en mida des de desenes de nanòmetres a desenes de micròmetres – a voluntat.

Quan una partícula queda atrapada a la trampa, es busca congelar-la^[10] i fer que no oscil·li, eliminar la seva fluctuació i obtenir-ne l'energia.

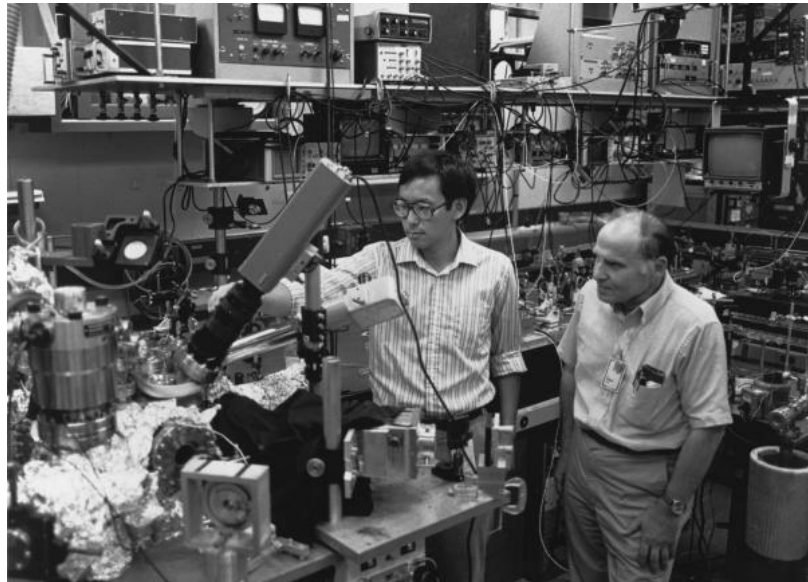
La potència mínima per atrapar una partícula depèn de la seva mida, propietats i les altres forces involucrades en el sistema. Generalment, una potència de làser de pocs mil·liwatts és suficient per atrapar una petita partícula transparent. El que es necessita doncs, no és una potència elevada, sinó un gradient d'alta intensitat. És per això que el làser ha d'estar enfocat en un punt de pocs micròmetres de diàmetre.

[10] *Focus: Landmarks: Laser Cooling of Atoms*. Phys Rev Focus, 21, 11 (2008).

Tot i que les partícules poc transparents poden ser empeses fora de la regió focal, les pinces òptiques poden utilitzar-se amb una àmplia gamma de materials mitjançant l'adaptació de la longitud d'ona o de les propietats del feix de llum.

La tècnica no està restringida a partícules esfèriques; funciona amb objectes de diferents formes, fins i tot irregulars, tot i que en aquests casos es poden donar efectes addicionals d'alineació o rotació.

Aquests avenços van marcar l'inici de la micromanipulació òptica, àrea que avui en dia té un important impacte en la ciència i la tecnologia. Quatre-cents anys més tard, doncs, les idees inicials de Kepler sobre la matèria que viatja amb la llum han esdevingut en gran mesura una realitat. Les **pinces òptiques** han arribat al laboratori.



Font: *The manipulation of neutral particles*, Steven Chu (Rev Mod Phys, 1998)

Figura 5. Arthur Ashkin i Steven Chu davant de l'aparell l'any 1986, poc després de completar el primer experiment amb les pinces òptiques.

5.4. El fruit d'una casualitat. Aplicacions

Fins al 1986, els experiments s'havien realitzat amb llum visible (amb longitud d'ona d'entre 0,40 i 0,70 micròmetres). L'any 1987, una afortunada casualitat i l'enginy del grup de treball d'Ashkin van portar un altre descobriment fonamental.

En un experiment en què es pretenia manipular cert tipus de virus, els científics van observar que la mostra havia sigut accidentalment contaminada per bacteris que havien caigut a la trampa òptica. Primer, aquests organismes morien ràpidament degut a la forta absorció de la radiació. Més tard, es va reemplaçar la llum verda del feix per un làser infraroig (de longitud d'ona d'1,064 micròmetres), ja que la matèria biològica pràcticament no absorbeix aquest tipus de radiació i, per tant, no és danyada.

Els resultats van ser extraordinaris: es van poder manipular virus i bacteris i mantenir-los atrapats durant hores sense perjudicar gens les mostres^[11, 12]. Més endavant, no només es van aconseguir atrapar llevats i diferents tipus de cèl·lules vives, sinó que es van mantenir capturats temps suficient per observar la reproducció cel·lular. Fins i tot es va assolir la manipulació d'òrgànuls cel·lulars dins d'alguns tipus de cèl·lules *in vivo*, fet que va permetre estudiar l'estructura interna de la cèl·lula en qüestió^[13].

La manipulació de mostres biològiques i la simplificació del sistema experimental van obrir de manera definitiva el ventall de possibilitats que ofereixen les pinces òptiques. Actualment, s'han convertit en una eina fonamental en disciplines com la Física, la Química, la Tecnologia i, sobretot, la Biologia.

Un exemple impressionant en aquest darrer àmbit és l'estudi dels processos de transport per motors moleculars, un tipus d'enzims especials. En el cas de la kinesina, l'experimentació amb pinces òptiques ha permès caracteritzar el moviment d'aquesta proteïna^[14].

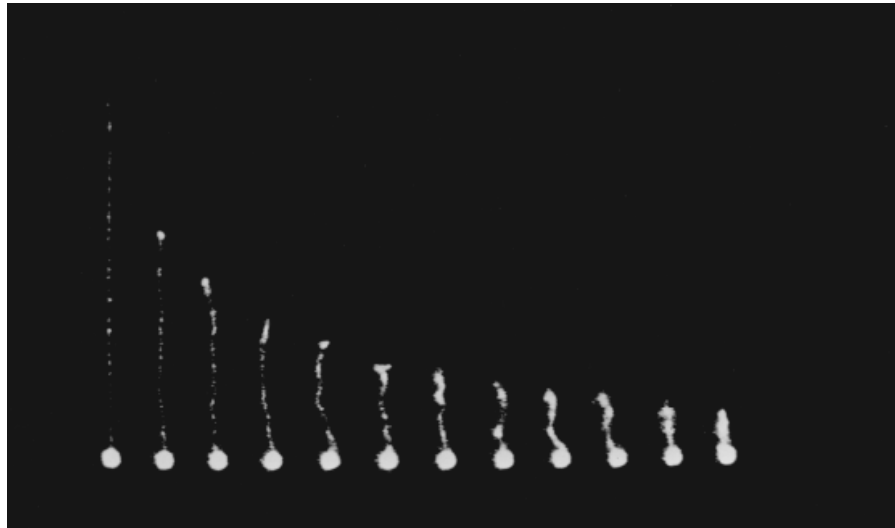
[11] A. Ashkin i J. M. Dziedzic. *Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria*. *Science* 235 1517– 1520 (1987).

[12] A. Ashkin, J. M. Dziedzic i T Yamane. *Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams*. *Nature* 330 (1987).

[13] Scot K. Kuo i Michael P. Sheetz, "Optical tweezers in cell biology", *Trends in Cell Biology*, vol. 2, issue 4, Abril 1992, pàgs. 116-118.

[14] S. M. Block, L. S. B. Goldstein, B. J. Schnapp, *Bead movement by single kinesin molecules studied with optical tweezers*. *Nature*, 348 (1990).

Una altra experiència de gran interès en el terreny de les aplicacions biològiques és l'estirament d'una molècula d'àcid desoxiribonucleic^[15], ADN, que ha resultat ser clau per comprendre les seves propietats mecàniques. El procés consisteix en unir un dels extrems de la doble cadena a una esfera de làtex que és atrapada amb pinces òptiques. Posteriorment, s'utilitza la força d'un líquid que flueix per estirar la molècula d'ADN. Quan el flux s'atura, la molècula es relaxa i torna a la forma original (Figura 6)^[16].



Font: *The manipulation of neutral particles*, Steven Chu (Rev Mod Phys, 1998)

Figura 6. Sèrie d'imatges que mostren la relaxació d'una molècula d'ADN inicialment estirada mitjançant el flux d'un líquid a través de la molècula. L'ADN és tenyit aproximadament cada cinc parells de bases i visualitzat amb un microscopi òptic.

L'ús de les pinces òptiques s'ha combinat amb el que es coneix com "bisturí òptic" per realitzar, per exemple, fertilitzacions *in vitro*. Es tracta d'enviar un pols curt i controlat de llum molt intensa i de longitud d'ona ultraviolada que fa un petit forat a la capa protectora que cobreix l'òvul. Es facilita l'arribada d'un espermatozou que és transportat per mitjà de les pinces òptiques.

[15] M. D. Wang, H. Yin, R. Landick, J. Gelles i S. M. Block. *Stretching DNA with optical tweezers*. *Biophysical Journal*, 27 (1997).

[16] T. T. Perkins, S. R. Quake, D. E. Smith, S. Chu. *Relaxation of a Single DNA Molecule Observed by Optical Microscopy*. *Science, New Series*, vol. 264, núm. 5160 (Maig 1994), pàgs. 822-826.

En definitiva, hi ha dos motius que converteixen les pinces òptiques en eines fantàstiques per a l'estudi de qüestions biològiques. Primer, no hi ha cap altre instrument que permeti subjectar cèl·lules, orgànuls i macromolècules amb tanta flexibilitat i precisió i, a més, sense cap tipus de contacte físic que pugui contaminar les mostres. Segon, les pinces òptiques poden usar-se per exercir forces definides i, el que és més important, per mesurar forces extremadament petites amb un rigor sense rival^[17, 18, 19, 20, 21].

Més aplicacions i mètodes estretament relacionats a aquests es troben en camps diversos com ara la ciència de col·loides^[22], els microfluids^[23, 24], l'alineament microscòpic^[25, 26] o la separació^[27] i l'ordenació^[23, 28, 29] de partícules. Les pinces òptiques possibiliten respondre experimentalment qüestions físiques fonamentals que inclouen, entre d'altres, la transferència directa de *momentum* angular^[30, 31], les interaccions hidrodinàmiques^[32, 33] i, és clar, les interaccions llum-matèria^[34].

[17] K. Neuman, S. Block, *Optical trapping*. Rev Sci Instrum 75:2787–2809 (2004).

[18] K. Berg-Sørensen, H. Flyvbjerg, *Power spectrum analysis for optical tweezers*. Rev Sci Instrum 75:594–612 (2004).

[19] E. Florin, A. Pralle, E. Stelzer, J. Horber, *Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis*. Appl Phys A 66:S75–S78 (1998).

[20] L. Ghislain, W. Webb *Scanning-force microscope based on an optical trap*. Opt Lett 18:1678–1680 (1993).

[21] M. Jahnel, M. Behrndt, A. Jannasch, E. Schäffer, S. Grill, *Measuring the complete force field of an optical trap*. Opt Lett 36:1260–1262 (2011).

[22] D. Grier, *Optical tweezers in colloid and interface science*. Curr Opin Colloid In 2:264–270 (1997).

[23] M. MacDonald, G. Spalding, K. Dholakia *Microfluidic sorting in an optical lattice*. Nature, 426:421–424 (2003).

[24] J. Leach, *An optically driven pump for microfluidics*. Lab Chip 6:735–739 (2006).

[25] M. Friese, T. Nieminen, N. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, *Optical alignment and spinning of laser-trapped microscopic particles*. Nature 394:348–350 (1998).

[26] A. O'Neil, M. Padgett, *Rotational control within optical tweezers by use of a rotating aperture*. Opt Lett 27:743–745 (2002).

- [27] T. Imasaka, Y Kawabata, T. Kaneta, Y. Ishidzu, *Optical chromatography*. Anal Chem 67:1763–1765 (1995).
- [28] A. Jonas, P. Zemanek, *Light at work: the use of optical forces for particle manipulation, sorting, and analysis*. Electrophoresis 29:4813–4851 (2008).
- [29] I. Perch-Nielsen, D. Palima, J. Dam, J. Glückstad, *Parallel particle identification and separation for active optical sorting*. J Opt A: Pure Appl Opt 11:034013 (2009).
- [30] H. He, M. Friese, N. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, *Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity*. Phys Rev Lett 75:826–829 (1995).
- [31] A. T. O’Neil, I. MacVicar, L. Allen, M. J. Padgett, *Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam*. Phys Rev Lett 88:053601 (2002).
- [32] J. Crocker, *Measurement of the hydrodynamic corrections to the Brownian motion of two colloidal spheres*. J Chem Phys 106:2837–2840 (1997).
- [33] J. Meiners, S. Quake, *Direct measurement of hydrodynamic cross correlations between two particles in an external potential*. Phys Rev Lett 82:2211–2214 (1999).
- [34] K. Dholakia, P. Zemanek, *Colloquium: gripped by light: optical binding*. Rev Mod Phys 82:1767. (2010).
-

Tots aquests avenços tenen al darrere una important tasca d'**investigació i perfeccionament de la tècnica**. En l'última dècada s'han desenvolupat pinces òptiques que involucren l'ús de feixos amb distribucions controlades de llum i d'intensitat i arranjaments de brillantor que actuen com trampes individuals i que permeten la manipulació de múltiples cossos a la vegada. Aquest fet ha donat un nou potencial a les aplicacions de les pinces òptiques. A més de la translació en qualsevol direcció, s'ha aconseguit la rotació controlada dels objectes microscòpics atrapats.

Aquests avenços ja s'estan aplicant com a mecanisme per a manipular elements de micromàquines, i s'està estudiant la introducció de les pinces òptiques en els famosos "lab-on-a-chip". És ben segur que seguiran arribant progressos en l'àmbit de la recerca bàsica.

En definitiva, les possibilitats de manipulació òptica són cada vegada més vastes i permeten assolir reptes increïbles. Dia a dia, la feina de desenvolupament d'aquests instruments permet continuar ampliant el ventall d'oportunitats.

6. Marc teòric

6.1. Oscil·lador harmònic

Un **oscil·lador harmònic** és un objecte de massa m que presenta un moviment periòdic. Es diu que un sistema és un oscil·lador harmònic si, quan es deixa en llibertat fora de la seva posició d'equilibri, torna cap a aquesta posició estable descrivint oscil·lacions sinusoidals al seu voltant.

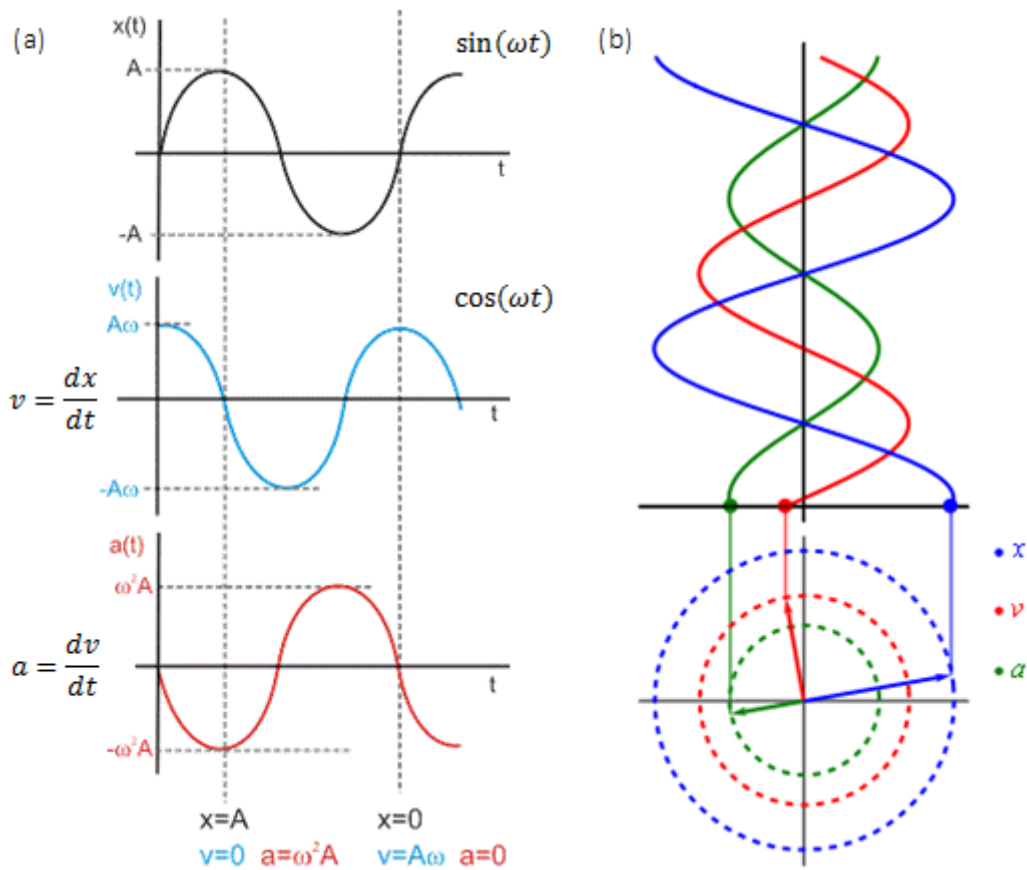
A continuació se n'il·lustra el cas més senzill:

Posició: $x = A \sin(\omega t)$

Velocitat: $v = \frac{dx}{dt} = A\omega \cos(\omega t)$

Acceleració: $a = \frac{dv}{dt} = -A\omega^2 \sin(\omega t)$

on A és l'amplitud i ω és la freqüència angular d'oscil·lació.



Font: Escuela Universitaria de Ingeniería Técnica Forestal (a) i Wikimedia Commons (b)

Figura 7. (a) Variació de la posició (negre), velocitat (blau) i acceleració (vermell) en funció del temps d'un moviment harmònic simple. (b) Evolució en el temps de la posició (blau), la velocitat (vermell) i l'acceleració (verd) en un moviment circular uniforme. El moviment harmònic simple d'un cos real es pot considerar com el moviment de la projecció d'un cos auxiliar que descriuria un moviment circular uniforme de radi igual a l'amplitud A i velocitat angular ω sobre el diàmetre vertical de la circumferència que recorre.

Teòricament, **una partícula atrapada en unes pinces òptiques es comporta com un oscil·lador harmònic.**

De les lleis de Newton, en resulta que:

$$\vec{F} = m \cdot \vec{a} \rightarrow F = m \omega^2$$

Per tant, com més gran sigui la força, més gran serà la freqüència angular d'oscil·lació (ω).

Aleshores:

$$F = -m A \omega^2 \sin(\omega t)$$

$$F = -m \omega^2 x$$

$$F = -kx$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

on k és la **constant elàstica**, cadascun dels paràmetres físicament mesurables que caracteritzen el comportament elàstic d'un cos.

Si, a més, tenim en compte el període (T) i la **freqüència** (ν):

$$\left. \begin{array}{l} \nu = \frac{1}{T} \\ T = \frac{2\pi}{\omega} \end{array} \right\} \omega = 2\pi\nu$$

Observem que:

$$\sqrt{\frac{k}{m}} = 2\pi\nu$$

$$\frac{k}{m} = (2\pi\nu)^2$$

I podem determinar la constant elàstica a partir de l'expressió següent:

$$k = 4\pi m\nu^2$$

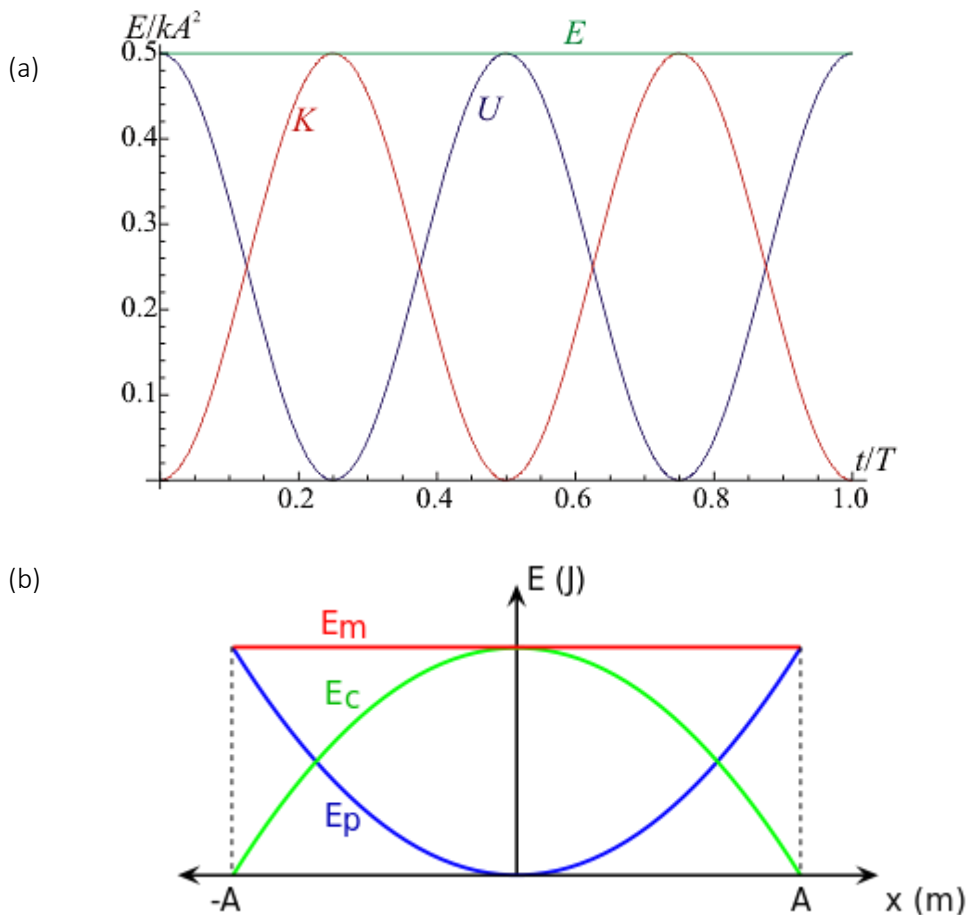
Sempre que no hi hagi fregament, l'energia mecànica en un oscil·lador harmònic es conserva.

$$E_M = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2$$

Així:
$$E_M = \frac{1}{2}mA^2\omega^2 \cos^2(\omega t) + \frac{1}{2}kA^2 \sin^2(\omega t)$$

$$E_M = \frac{1}{2}kA^2(\cos^2(\omega t) + \sin^2(\omega t))$$

$$E_M = \frac{1}{2}kA^2$$



Font: Departamento de Física Aplicada III. Universidad de Sevilla (a) i Wikimedia Commons (b)

Figura 8. Des del punt de vista energètic, un oscil·lador harmònic conserva l'energia mecànica i transforma alternativament energia cinètica en potencial i viceversa.

(a) L'energia mecànica resulta proporcional al quadrat de l'amplitud. Representant la variació de les energies cinètica (K, vermell), potencial (U, blau) i mecànica (E, verd) en funció del temps, veiem que les dues primeres són funcions oscil·lants. D'altra banda, l'energia mecànica, la suma de les dues anteriors, es manté constant. (b) Evolució de les energies cinètica (verd), potencial (blau) i mecànica (vermell) en funció de l'elongació.

6.2. Òptica i Electromagnètica

La **permitivitat** (ϵ) és la tendència d'un material a polaritzar-se davant l'aplicació d'un camp elèctric i, així, anular parcialment el camp intern del material. El seu valor al buit (ϵ_0) és 1.

La **constant dielèctrica** o **permitivitat relativa** (ϵ_r) determina la força d'interacció entre dues partícules carregades.

Llei de Coulomb:
$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} \frac{q_1 \cdot q_2}{r^2}$$

La permitivitat relativa (ϵ_r) depèn del medi i, per tant, és una constant intrínseca del material.

A més, ϵ_r es pot relacionar amb l'índex de refracció (n) del material:

$$\epsilon_r = (n + ik)^2$$

on n ens permet trobar l'angle de refracció de la llum en un canvi de medi:

Llei de Snell:
$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2$$

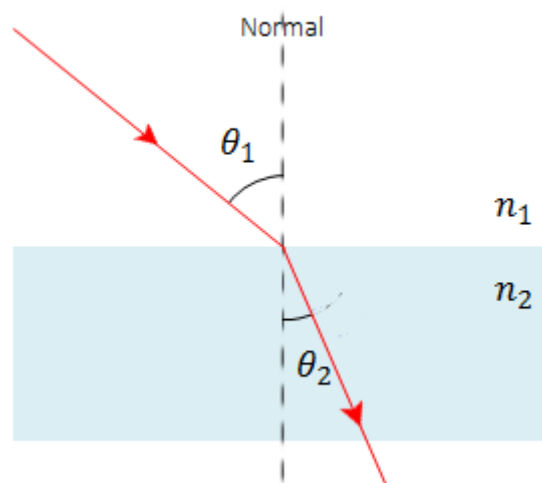


Figura 9. Llei de Snell. Comportament de la llum refractada en canviar de medi.

i ik és la part imaginària de l'índex de refracció, lligada a l'absorció.

Partint d'aquestes consideracions, podem concloure que els materials amb diferents índexs de refracció tindran valors variats per a ϵ_r .

Com que la llum és una ona electromagnètica i hem vist que una part d'aquest tipus de comportament queda determinada per ϵ_r , afirmem que **els materials amb diferents índexs de refracció interactuaran amb la llum de manera distinta**.

6.3. L'experiment

La correcta descripció física de la trampa òptica depèn de la mida del cos atrapat.

Si les dimensions de l'objecte d són molt més grans que la longitud d'ona λ del làser ($d \gg \lambda$), els efectes de difracció poden negligir-se i les forces de la llum s'entenen mitjançant l'òptica geomètrica.

En el cas ens ocupa, la mida de les nanopartícules és molt més petita que la longitud d'ona del làser ($d \ll \lambda$). Conseqüència d'aquest atribut, la descripció de la interacció llum-matèria en l'experiment pot simplificar-se seguint l'anomenat règim de Rayleigh: es pren només el **terme dipolar** perquè el camp electromagnètic és constant en l'escala dels cossos atrapats.

Les pinces òptiques no solament permeten subjectar i manipular objectes microscòpics. A la vegada, **les forces exercides sobre els objectes atrapats poden ser mesurades amb precisió**. Aquestes forces tendeixen a empènyer o estirar la partícula fora de la trampa.

Com que la partícula que es captura és un oscil·lador harmònic, existeix una força restauradora que fa que el cos tendeixi a tornar sempre a la seva posició d'equilibri, al centre de la trampa.

La **força** que experimenta una partícula atrapada en unes pinces òptiques es correspon a:

$$\vec{F} = \frac{\alpha'}{4} \nabla I_0(r)$$

Com que treballem en una única dimensió (x), l'expressió es presenta d'aquesta manera:

$$F_z = \frac{\alpha'}{4} \frac{\partial}{\partial x} I_0(r)$$

on $I_0(r)$ és la distribució de la intensitat del feix de llum làser focalitzat i α és la polaritzabilitat de la partícula.

La **polaritzabilitat** (α) és la capacitat d'un medi de polaritzar una radiació electromagnètica. Determina la resposta dinàmica d'un sistema lligat a camps externs i proporciona informació sobre l'estructura interna de la matèria. Queda definida amb la següent expressió:

$$\alpha = 3V\epsilon_0 \frac{(\epsilon_p - \epsilon_m)}{(2\epsilon_m + \epsilon_p)}$$

on ϵ_0 és la permitivitat dielèctrica del buit, ϵ_m correspon a la permitivitat relativa del medi (de valor 1) i ϵ_p és la permitivitat relativa de la partícula. A la vegada, podem calcular el volum (V) si coneixem el radi de la partícula .

Si introduïm el valor de la permitivitat dielèctrica del buit (ϵ_0) i aprofitem l'esmentada relació que s'estableix entre la permitivitat relativa de la partícula (ϵ_p) i l'índex de refracció del material (n), en resulta la fórmula següent:

$$\alpha = 3V \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \frac{(n^2 - 1)}{(2 + n^2)}$$

Mesurant la **freqüència de ressonància** (ν) de la partícula en el buit (per evitar el fregament de l'aire, que impediria una oscil·lació lliure), es pot determinar la variació relativa de la força de les pinces òptiques en diferents casos.

El fet és que la força que experimenta la partícula és proporcional a la seva polaritzabilitat. A la vegada, la força també és proporcional a la freqüència ν , on ν és una dada que podem obtenir al laboratori i que, com hem vist, possibilita esbrinar la constant elàstica d'un cos.

En l'experiment, les partícules atrapades són l'única condició que canvia. S'utilitzen partícules de diferents mides (varia el volum) i diferents materials (varia la permitivitat relativa ϵ_p , és a dir, tenim índexs de refracció variats).

En definitiva, les **proprietats estudiades** per a cadascuna d'aquestes partícules es concreten en tres punts:

- La **polaritzabilitat** (α), estudiada a partir de la permitivitat (tendència a polaritzar-se), que permet entendre les interaccions entre el cos i un camp elèctric.
- La seva **freqüència de ressonància** (ν) una vegada dins el sistema de les pinces i tenint en compte el comportament d'oscil·lador harmònic.

- La **constant elàstica** (k), relacionada amb la força restauradora que manté l'objecte atrapat al sistema de les pinces òptiques.

Valors majors per a cadascuna d'aquestes característiques es tradueixen en una **major estabilitat** del cos que es captura. Teòricament, doncs, el material que obtingui els resultats més elevats en aquests tres aspectes, tindrà les propietats més òptimes per treballar amb les pinces òptiques.

7. Materials i equipament

A continuació s'exposen els quatre materials usats en l'experiment i l'equipament necessari per al seu desenvolupament.

7.1. Materials: nanopartícules utilitzades

En l'experiment prenen part nanopartícules dels següents materials: diòxid de silici (SiO_2), òxid d'alumini (Al_2O_3), diòxid de titani (TiO_2) i diòxid d'hafni (HfO_2). Les nanopartícules es troben en pols del material i van ser encarregades a *US Research Nanomaterials, Inc.*, proveïdor de nanomaterials.

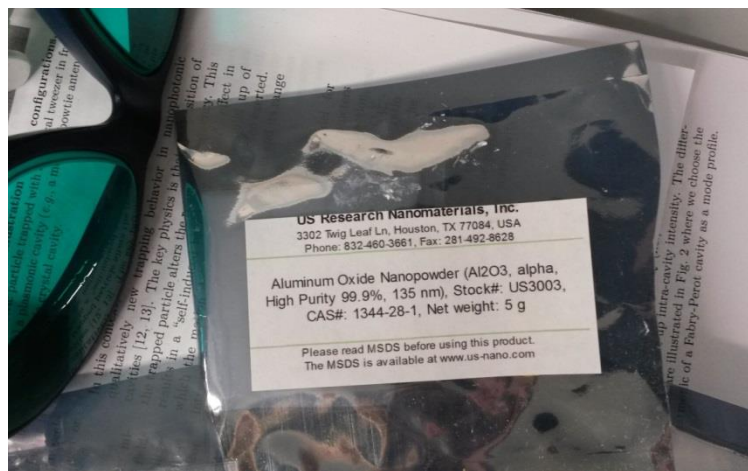


Figura 10. Pols d'òxid d'alumini (Al_2O_3) dins el seu sobre.

Les característiques i propietats que varien segons la nanopartícula i, per tant, en què ens fixem, són les següents:

- **Índex de refracció (n) del material**, que es defineix com el quocient de la velocitat de la llum al buit i la velocitat de la llum al medi. S'ha de tenir en compte que el làser utilitzat té una longitud d'ona de 980 nm.
- **Radi de les nanopartícules.**

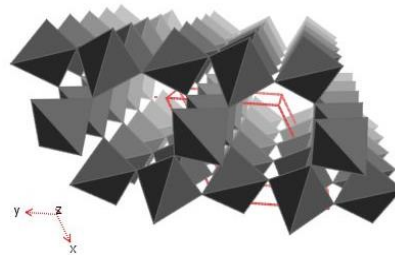
- **Forma** de les nanopartícules.
- **Estructura** de la nanopartícula.
- **Puresa** del material.
- **Densitat** del material.

Aquestes propietats s'indiquen per a cadascun dels quatre materials:

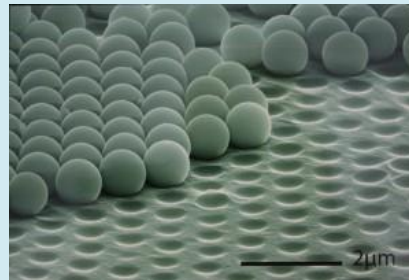
Diòxid de silici: SiO₂

Índex de refracció del material	1,4507
Radi de les nanopartícules	73,5 nm
Forma de les nanopartícules	Esfèrica
Puresa del material	99,9%
Densitat del material	2,4 g/cm ³

Estructura del material



Imatge de nanopartícules de SiO₂

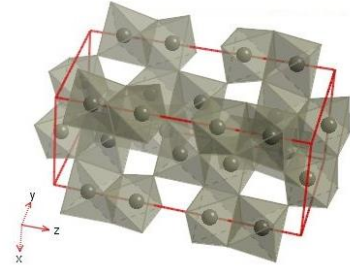


Fonts: *WebElements Periodic Table* i *SiO₂ spheres*, de T. B. Kim, S. Dutta, H. Chan i R. Vinci .

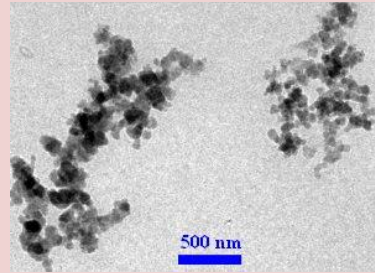
Òxid d'alumini: Al₂O₃

Índex de refracció del material	1,7561
Radi de les nanopartícules	67,5 nm
Forma de les nanopartícules	Quasi esfèrica
Puresa del material	99,9%
Densitat del material	3,69 g/cm ³

Estructura del material



Imatge de les nanopartícules emprades en l'experiment

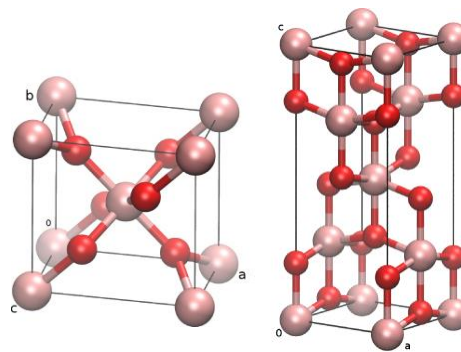


Fonts: *WebElements Periodic Table* i *US Research Nanomaterials, Inc.*

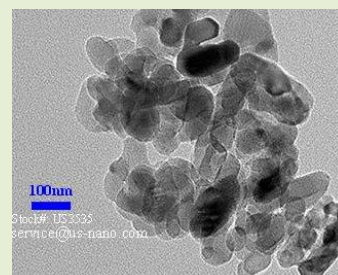
Diòxid de titani: TiO_2

Índex de refracció del material	2,4880
Radi de les nanopartícules	50 nm
Forma de les nanopartícules	Quasi esfèrica
Puresa del material	99,9%
Densitat del material	$3,9 \text{ g/cm}^3$

Estructura del material: rútil (esquerra) i anatasa (dreta)



Imatge de les nanopartícules emprades en l'experiment

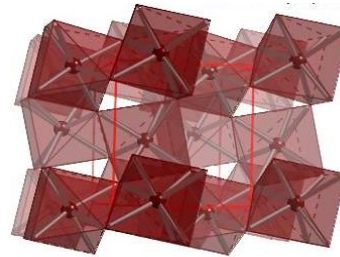


Fonts: *US Research Nanomaterials, Inc.* i *IOPScience, Journal of Physics: Condensed Matter.*

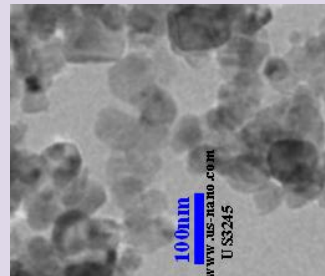
Diòxid d'hafni: HfO_2

Índex de refracció del material	2,0840
Radi de les nanopartícules	Varia entre 30,5 nm i 40 nm
Forma de les nanopartícules	Cúbica
Puresa del material	99,99%
Densitat del material	9,7 g/cm ³

Estructura del material



Imatge de les nanopartícules emprades en l'experiment



Radi considerat en els càlculs	35,25 nm
--------------------------------	----------

Fonts: *WebElements Periodic Table* i *US Research Nanomaterials, Inc.*

7.2. Equipament: sistema de pinces òptiques

Per procedir amb la captura i manipulació òptica es requereix el muntatge d'un sistema format per diversos dispositius.

Una **placa Arduino** regeix l'organització i permet modificar-ne certs paràmetres si és necessari. Tot el sistema està connectat a una **bomba de pressió** alimentada amb nitrogen (N_2). Aquest gas facilita la restauració del buit i no produeix vapor ni impureses, no interacciona.

El **làser** és el generador del feix de llum, l'inici del circuit. Es tracta d'un làser amb una **longitud d'ona de 980 nm** i que es manté sempre en les mateixes condicions de potència, a 25mW. La temperatura, la intensitat i la potència d'aquest poden controlar-se mitjançant diversos filtres.

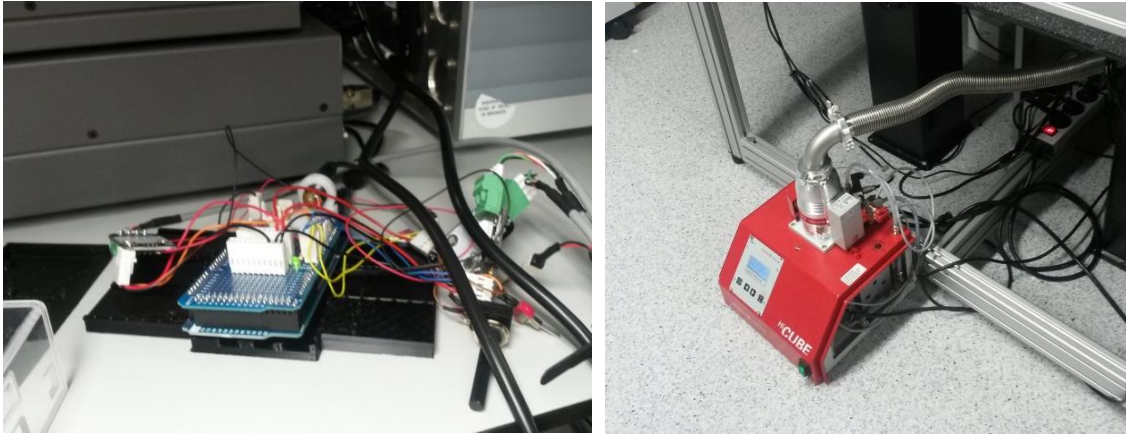


Figura 11. Primer, la placa Arduino que controla el sistema. A continuació, la bomba de pressió.

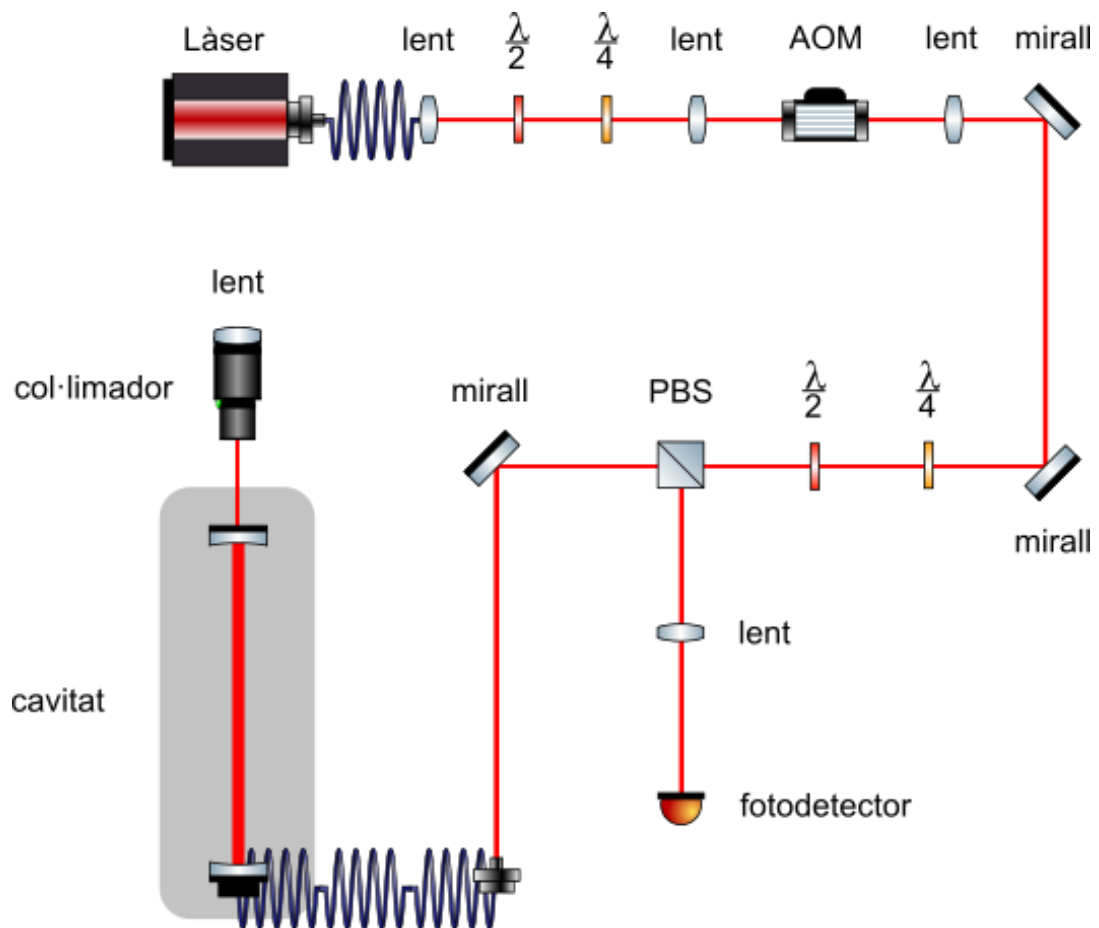


Figura 12. Diagrama del sistema utilitzat per a l'experimentació.

Com que interessa obtenir un feix de llum molt focalitzat, el sistema es compon d'una sèrie de **lents** que s'encarreguen d'aquesta focalització. D'altra banda, els **miralls**, que són plans, reflecteixen la totalitat de la llum i permeten canviar la seva direcció.

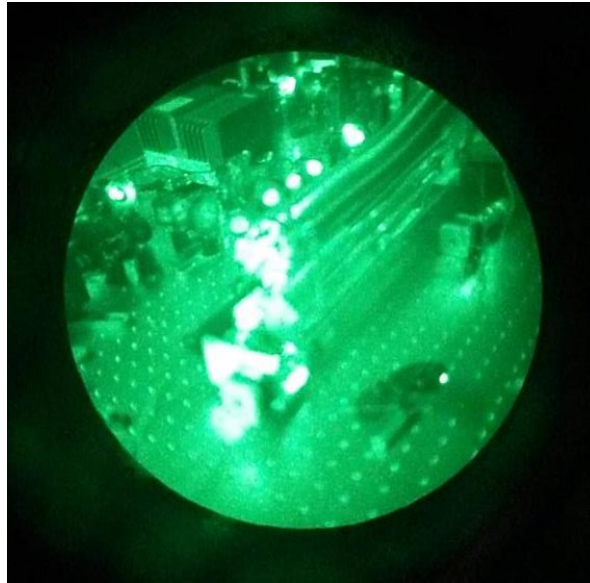


Figura 13. A través d'aquesta mira es pot seguir el recorregut del làser. La mira s'utilitza com a mesura de seguretat, serveix per controlar que el làser no "s'escapi" del sistema.

Les làmines d'ona o *waveplates* alteren l'estat de polarització de la llum que hi viatja a través.

Les **half waveplates** (al diagrama, $\frac{\lambda}{2}$), ajusten la polarització lineal del feix de llum, mentre que les **quarter waveplates** ($\frac{\lambda}{4}$), n'ajusten la polarització circular. L'**acousto optic modulator** (AOM) adequa la intensitat del làser.

La **llum polaritzada** és la llum les vibracions de la qual tenen lloc en un únic pla. La llum es polaritza quan travessa medis que absorbeixen part de la seva radiació i que deixen passar, únicament, les oscil·lacions que es produeixen en unes direccions determinades.

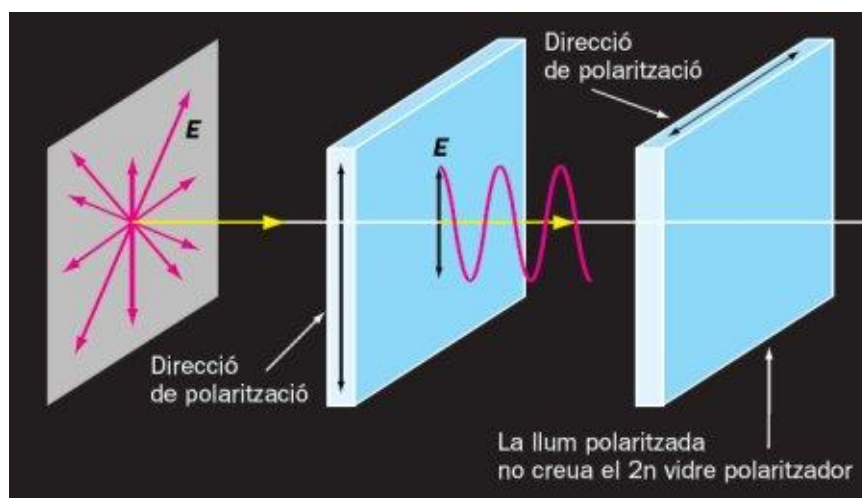


Figura 14.

Font: eCasals – Recursos educatius digitals de l'Editorial Casals.

Quan la llum arriba al **polarizing beam splitter** (PBS), el raig incident es divideix en dos feixos de diferent polarització lineal, és a dir, la llum pren dos camins. El primer camí la fa passar per una lent per fer-la arribar al **fotodetector**, el component que rep el senyal de les oscil·lacions de les nanopartícules. El segon, porta la llum a la **cavitat** a través d'una **fibra òptica**. Aquest espai es tanca amb un **col·limador** que estreny el flux de la llum i una **lent** que focalitza a la trampa.

La cavitat és el lloc "on es fa la màgia", és a dir, on es produeix la captura òptica pròpiament dita. Es tracta d'una cambra de buit. És difícil d'estabilitzar i, per tant, ha de quedar sempre protegida. Dins de la cavitat hi ha col·locada una càmera que projecta les imatges en una pantalla.

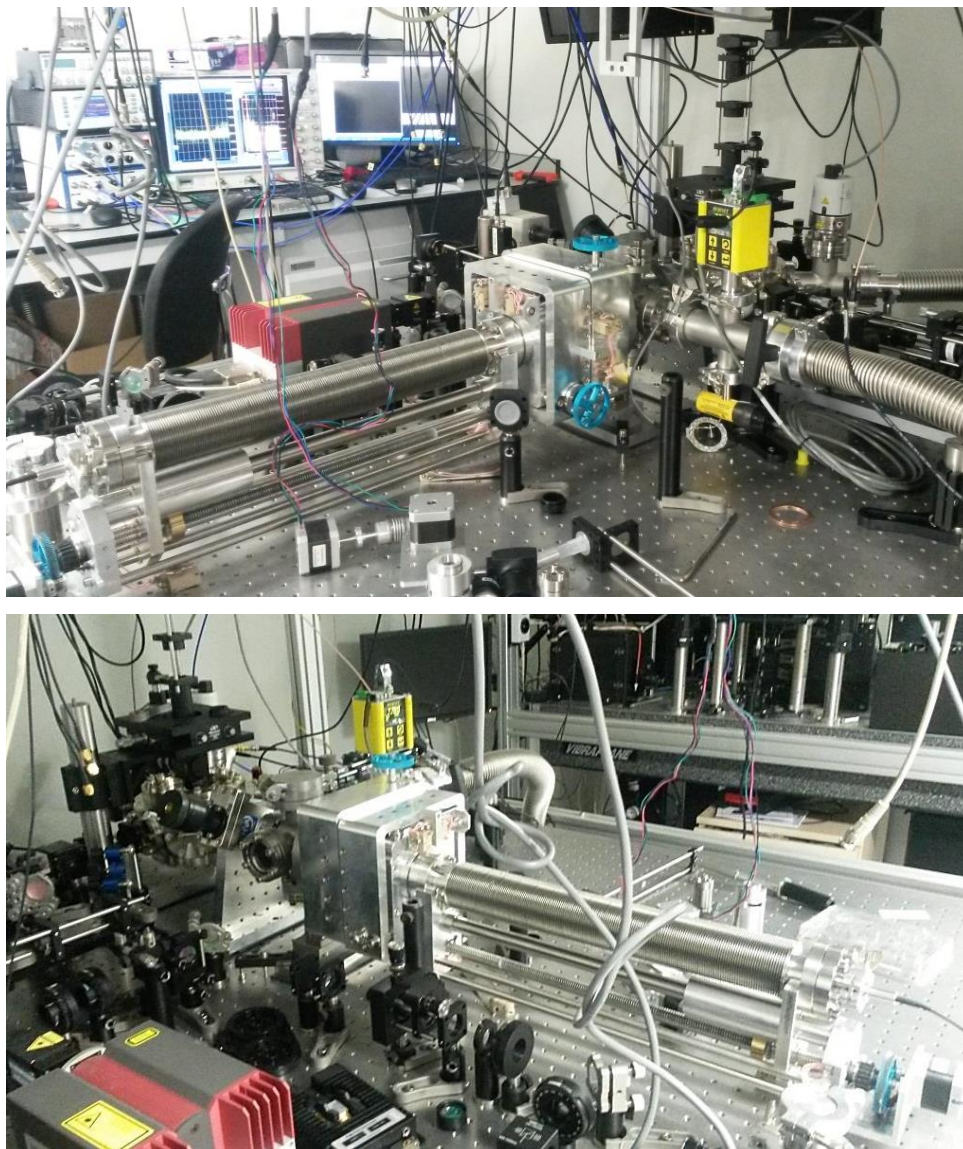


Figura 15. Imatges del sistema.

Els altres monitors connectats al fotodetector tracten els gràfics que descriuen dos processos diferents. L'un dibuixa el **senyal de les oscil·lacions** de la nanopartícula, la variació del senyal que rep el fotodetector en funció del temps. L'altre mostra l'**espectre de freqüències**, és a dir, quanta energia té la partícula a cada oscil·lació.



Figura 16. Monitors connectats al muntatge. A l'esquerra, la imatge de la càmera dins la cavitat. A la dreta, l'ordinador que processa els gràfics.

8. Metodologia

8.1. Captura òptica

8.1.1. Preparació de les nanopartícules

El primer pas de l'experiment consisteix en la preparació de les nanopartícules que hem d'utilitzar. Com que disposem de nanopartícules en pols, cal fer una suspensió col·loïdal en aigua de cadascuna de les mostres. A continuació, hem de sonicar-les, és a dir, sotmetre-les a l'aplicació d'ultrasons. Mitjançant ones rebudes per part d'una màquina, les partícules es sacsegen per evitar que quedin unides, "enganxades".



Figura 17. Preparació de les nanopartícules en suspensions col·loïdals i procés de sonicació.

L'aigua utilitzada té una concentració molt baixa de sals minerals per evitar que efectes com ara les interaccions iòniques interfereixin en els resultats de l'experiment.

8.1.2. Introducció al sistema de les pinces òptiques

Per introduir la preparació al sistema de les pinces òptiques, s'utilitza un simple polvoritzador ple d'etanol, compost volàtil. Amb l'ajut d'una pipeta electrònica, afegim 10 μl de la preparació que conté les nanopartícules. La suspensió col·loïdal queda diluïda en aquest compost. Es polvoritzen petites quantitats d'aquesta mescla dins la cavitat de les pinces, és impossible seleccionar quina partícula atraparem.

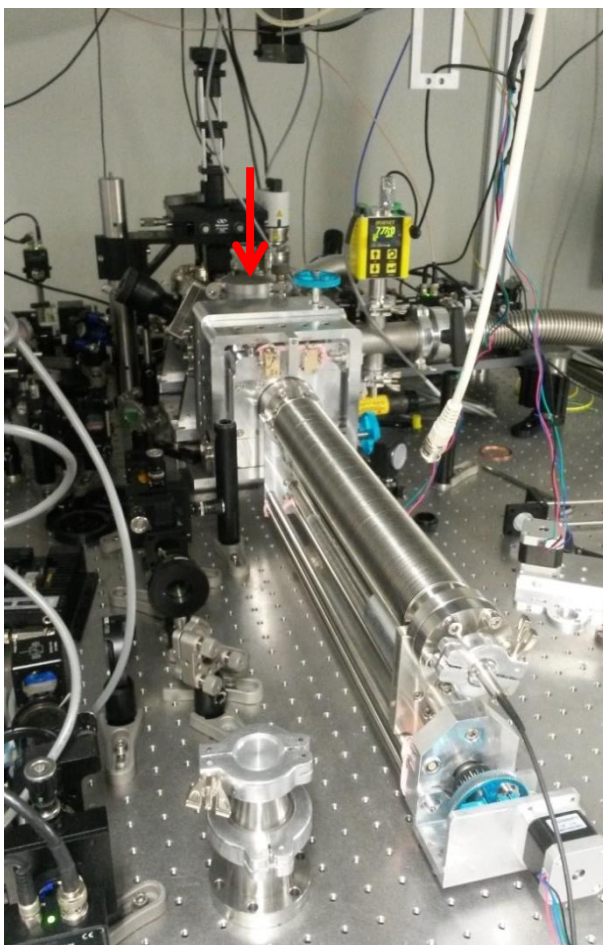


Figura 18. A la fotografia de dalt, els materials utilitzats. Encerclat, el polvoritzador. A la imatge de baix, el sistema de les pinces. La fletxa vermella indica l'entrada al sistema, la tapa que, una vegada oberta, serveix d'entrada a la cavitat.

Dins el sistema, l'etanol s'evapora i les partícules queden lliures. Podem procedir a atrapar-les.

8.1.3. Captura òptica

El monitor connectat a la càmera de la cavitat permet apreciar a simple vista la partícula que atrapem. Per tal d'evitar l'entrada d'impureses i la contaminació de la cavitat, cal tancar ràpidament l'entrada al sistema una vegada s'observa el cos capturat.

A continuació, posem en marxa la bomba de pressió i esperem. Com més baixa la pressió, més qualitat té el senyal que rebem. Ara bé, es pot arribar a perdre la partícula. A l'experiment s'ha arribat a baixes pressions, que van dels 6 mbar als 40 mbar. Aquesta variació no suposa cap problema, ja que la freqüència de ressonància no canvia amb la pressió, sinó que només depèn de la massa de la partícula i de la força de restauració del potencial òptic.

A mesura que passa el temps, els gràfics del senyal de les oscil·lacions i l'espectre de freqüències es van dibuixant. Quan obtenim un resultat prou clar, traduït en una imatge nítida, congelem el gràfic que posteriorment estudiarem. A partir d'aquí, podem deixar que la partícula es perdi. Aturem la bomba de pressió i restaurem, així, el buit de la cavitat.

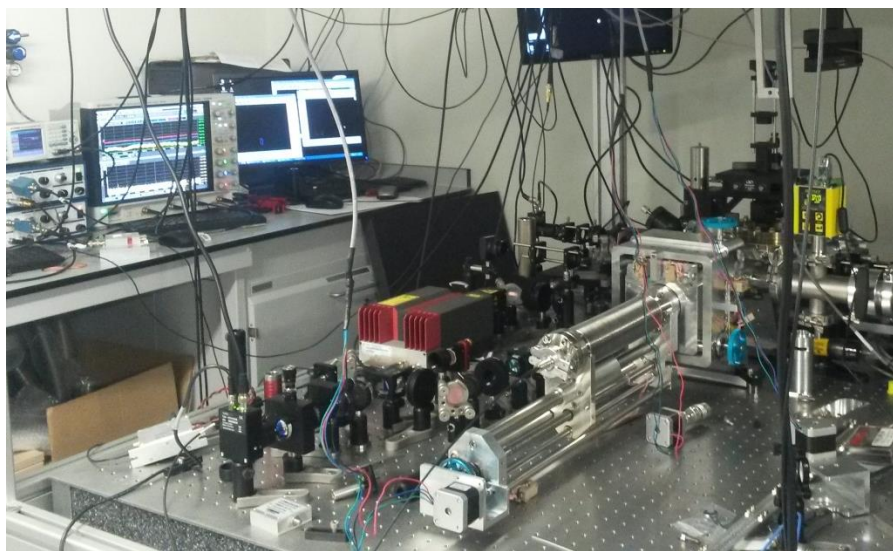


Figura 19. Imatge del sistema. Al fons, monitors que processen els gràfics.

Per qüestions de disponibilitat de l'espai on s'ha treballat i com que el sistema està sent paral·lelament utilitzat en investigacions professionals, tan sols ha sigut possible efectuar una rèplica per a cada tipus de nanopartícula.

8.2. Oscil·lador harmònic

Per determinar quin és el comportament de la partícula i comprovar si aquest s'ajusta al moviment oscil·latori harmònic n'hi ha prou amb observar el **senyal de les oscil·lacions** de la nanopartícula. Un gràfic recull la variació del senyal que rep el fotodetector en funció del temps. El programa informàtic utilitzat per a la interpretació de les dades ha sigut el "MatLab", una potent eina de software matemàtic.

8.3. Estudi de les propietats

Aquesta investigació ha estudiat les propietats de nanopartícules de quatre materials diferents centrant-se en tres aspectes ja definits: la **polaritzabilitat**, la **freqüència de ressonància** i la **constant elàstica**.

Mentre que el primer paràmetre s'obté a partir de càlculs teòrics, la freqüència de ressonància s'aconsegueix de manera experimental emprant el sistema de les pinces òptiques i permet esbrinar la constant elàstica. Aquestes condicions fan que hi hagi diferències en el nombre de dades recollides per a cada característica.

Com que es tracta d'un procediment teòric, els càlculs de la polaritzabilitat s'han aplicat als quatre materials per a partícules de sis radis diferents: 20 nm, 35 nm, 50 nm, 60 nm, 75 nm i, de manera individual, el radi de les partícules amb què s'ha experimentat. D'altra banda, la freqüència de ressonància i la constant elàstica, mesurades a nivell pràctic, s'han estudiat únicament per a aquest darrer radi, que canvia segons el material.

En una investigació real, es miraria de disposar d'un ventall més ampli de nanopartícules per fer que tots els paràmetres puguin analitzar-se amb profunditat. En la present investigació, hi ha la limitació que les mides de les partícules varien en cada cas i, per tant, algunes dades s'han hagut d'extrapolat a partir de relacions teòriques.

Per graficar les dades obtingudes s'ha utilitzat el "Jupyter Notebook", una aplicació web que permet crear i compartir documents que contenen codis de programació, equacions i visualitzacions. El llenguatge informàtic usat ha sigut el "Python".

8.3.1. Polaritzabilitat (α)

Com s'ha vist al Marc teòric, l'estudi de la **polaritzabilitat** es duu a terme a partir de la fórmula:

$$\alpha = 3V \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \frac{(n^2 - 1)}{(2 + n^2)}$$

on V és el volum de la partícula i n es correspon a l'índex de refracció del material.

La polaritzabilitat es mesura en $C \cdot m^2 \cdot V^{-1}$.

Considerem les partícules de diòxid de silici, d'òxid d'alumini i de diòxid de titani perfectament esfèriques. El seu volum, per tant, es calcula amb l'expressió:

$$V_{SiO_2, Al_2O_3, TiO_2} = \frac{4}{3} \pi r^3$$

En el cas de les partícules cúbiques de diòxid d'hafni, el càlcul és el següent:

$$V_{HfO_2} = (2r)^3$$

on r és el radi de la nanopartícula.

Com que coneixem el radi de la partícula i l'índex de refracció del material sota l'acció del làser de longitud d'ona de 980 nm, és possible calcular la polaritzabilitat.

Mentre que la tabulació s'ha pogut graficar amb Microsoft Excel, el procediment per a la presentació de les dades obtingudes amb el "Jupyter Notebook" és el següent:

1. El primer pas és importar els mòduls que permeten desenvolupar computació científica (matrius i estadística).

Polarizabilitat

```
In [*]: %matplotlib inline
import numpy as np
import pandas as pd
import matplotlib.pyplot as plt
```

2. Després, s'incorpora al programa el fitxer de dades que volem graficar (en aquest cas, l'anomenat "polariz_teo.dat"). Observem, aleshores, l'aparició de la taula de valors per als radis hipotètics:

```
In [5]: polariz_teo = pd.read_csv('polariz_teo.dat', index_col=0)
polariz_teo
```

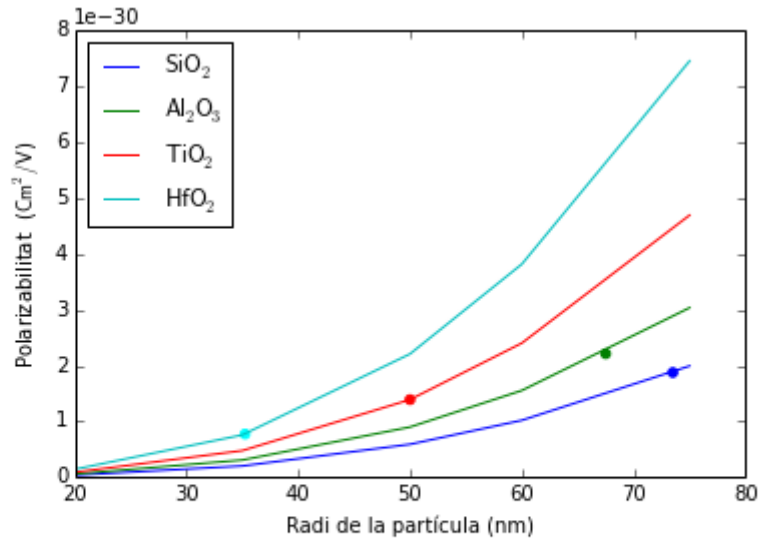
```
Out[5]:
```

	SiO2	Al2O3	TiO2	HfO2(cub)
radi				
20	3.777300e-32	5.753677e-32	8.895187e-32	1.412907e-31
35	2.024396e-31	3.083611e-31	4.767264e-31	7.572300e-31
50	5.902031e-31	8.990121e-31	1.389873e-30	2.207668e-30
60	1.019871e-30	1.553493e-30	2.401700e-30	3.814850e-30
75	1.991935e-30	3.034166e-30	4.690821e-30	7.450879e-30

3. Per acabar, determinem la localització dels punts que remarquen la informació de les nanopartícules utilitzades en l'experiment. Afegim les etiquetes dels eixos del gràfic i de la llegenda, així com les seves característiques i, finalment, dessem la figura.

```
In [8]: fig = plt.figure()
ax = fig.add_subplot(1,1,1)
ax.plot(polariz_teo.index,polariz_teo)
ax.scatter(x=73.5, y=1.874794e-30, color='blue')
ax.scatter(x=67.5, y=2.211907e-30, color='green')
ax.scatter(x=50, y=1.389873e-30, color='red')
ax.scatter(x=35.25, y=7.735726e-31, color='cyan')
ax.set_xlim(20,80)
ax.set_ylim(0, 8e-30)
plt.xlabel(u'Radi de la partícula (nm)')
plt.ylabel(r'Polarizabilitat ( $Cm^2/V$ )')
legend_labels = [r'$\mathsf{SiO_2}$', r'$\mathsf{Al_2O_3}$', r'$\mathsf{TiO_2}$', r'$\mathsf{HfO_2}$']
plt.legend(legend_labels, loc = 'upper left')
```

```
Out[8]: <matplotlib.legend.Legend at 0x7fd51d03f210>
```



```
In [9]: fig.savefig('polariz.eps', dpi=300)
fig.savefig('polariz.png', dpi=300)
```

8.3.2. Freqüència de ressonància (ν)

Pel que fa a la freqüència de ressonància, ens fixem en el valor d'aquesta en la màxima oscil·lació de la partícula. La informació s'extreu del seu **espectre de freqüències**, o sigui, de la quantitat d'energia que té el cos a cada oscil·lació.

A continuació, prenent el diòxid de silici (SiO₂) com a model, es mostra el mètode seguit per trobar el valor de la freqüència que s'ha repetit per a cadascuna de les quatre partícules atrapades.

1. Es tornen a importar els mòduls de computació científica:

SiO2

```
In [409]: %matplotlib inline
import numpy as np
import pandas as pd
import matplotlib.pyplot as plt
```

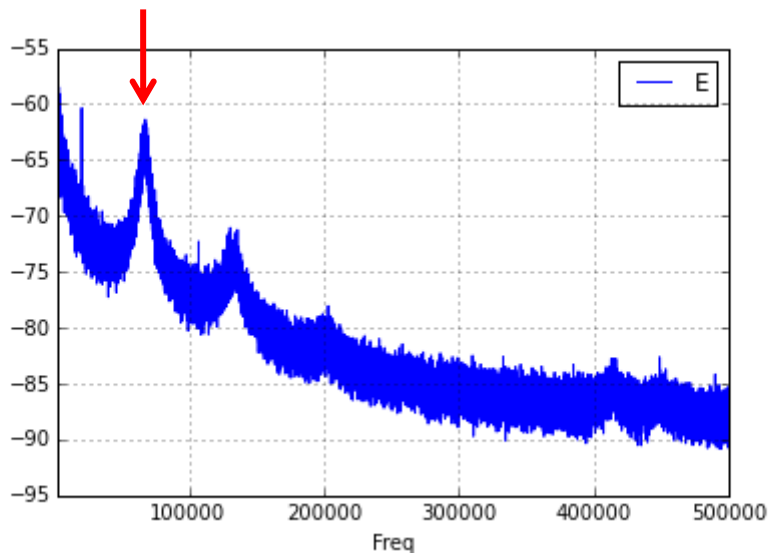
2. A continuació, s'introdueix el nom del fitxer que es vol llegir (per al SiO₂, "SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.csv") i s'anomenen els eixos dels gràfics que es processaran.

```
In [410]: SiO2_10Mhz_frequency_7mbar = pd.read_csv('SiO2_10Mhz_ ...  
_frequency_7mbar.csv', index_col=0, names=['Freq', 'E'])
```

3. Seguidament, es dóna la instrucció de graficar les dades.

```
In [412]: graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar = SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.  
... plot()
```

4. S'obté el següent gràfic, que permet observar el pic que ens interessa.



L'eix de les abscisses mostra la freqüència en Hz i l'eix de les ordenades representa el senyal captat mesurat en dBm (unitat de potència).

El pic que cal contemplar és sempre el primer (assenyalat al gràfic amb una fletxa). El fet que n'apareguin de segons, tercers, etc. es deu al registre d'altres harmònics quan treballem a baixes pressions.

Algunes imperfeccions en la qualitat del làser poden fer que es captin pics de soroll anòmals que no es tenen en compte. En el gràfic superior, a escassa distància de l'eix vertical podem apreciar-ne un.

5. El gràfic s'anomena i es desa com una imatge.

```
In [413]: fig1 = graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.get_figure()
fig1.savefig('graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.png')
```

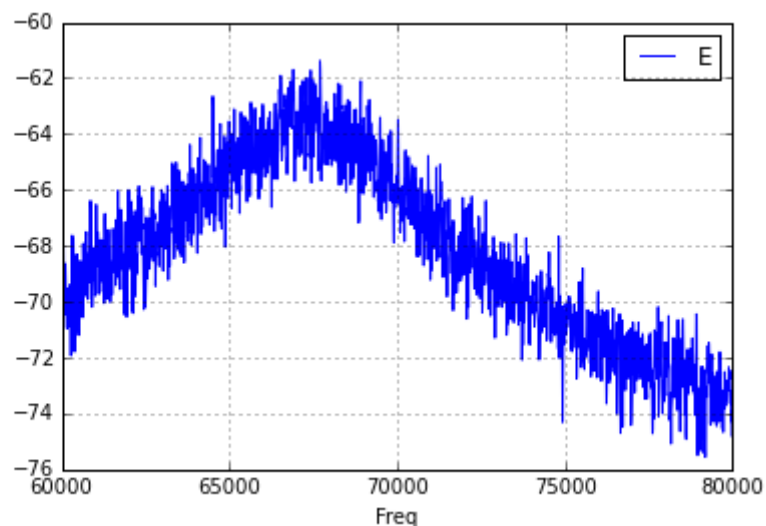
6. Per determinar quina és la freqüència de ressonància amb la major exactitud possible, cal ampliar la secció del gràfic dins la qual hi ha el pic:

```
In [414]: ampliaccio_1 = SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.loc[60000:80000]
ampliaccio_1.head()
```

```
Out[414]:
```

	E
Freq	
60005.1873	-70.7914
60014.7240	-68.9550
60024.2608	-68.8324
60033.7975	-69.7877
60043.3343	-69.3229

```
In [415]: graf_ampliat = ampliaccio_1.plot()
```



7. Finalment, el valor s'obté mitjançant la inserció d'una darrera entrada:

```
In [416]: freq_m1 = ampliacio_1.idxmax()
          freq_m1
```

```
Out[416]: E 67701.3389
          dtype: float64
```

L'últim *output* és el valor de la freqüència de ressonància de la partícula (destacat en vermell). Per tant, en el cas del diòxid de silici (SiO₂), aquesta és de 67701,3389 Hz, és a dir, de 67,701339 kHz.

8.3.3. Constant elàstica (k)

El "Jupyter Notebook" també ha sigut el mitjà per trobar els valors de les constants elàstiques dels cossos estudiats.

De la mateixa manera que per a la freqüència de ressonància, tot seguit es presenta el cas de la nanopartícula de diòxid de silici de 73,5 nm de radi.

Aquesta és l'expressió que permet calcular la constant elàstica, deduïda al Marc teòric:

$$k = 4\pi^2 m \nu^2$$

Es tracta, doncs, d'introduir a l'aplicació els valors del radi de la partícula (r) i de la densitat del material (ρ). En l'apartat anterior ja hem vist com es calcula la freqüència de ressonància (ν).

La massa s'obté sabent que: $m = \rho V$

Càlcul de k (SiO₂)

Si el radi de la partícula és de 73,5 nm:

```
In [470]: radi_1 = 73.5e-9
          densitat_1 = 2.4
          m_1 = 4.0/3 * np.pi * radi_1**3 * densitat_1
```

la constant elàstica serà:

$$k = 4\pi^2 m \nu^2$$

```
In [471]: k_1 = 4 * np.pi**2 * m_1 * freq_m1**2
          k_1
Out[471]: E 7.222975e-10
          dtype: float64
```

Així, la constant elàstica per a una partícula de diòxid de silici (SiO₂) de 73,5 nm de radi és de $7,222975 \cdot 10^{-10} \text{ N/m}$ (output ressaltat en vermell).

8.3.4. Balanç

S'aconsegueixen tres valors diferents per a cadascun dels materials, tots **proporcionals**: el primer es correspon a la polaritzabilitat (α), el segon s'obté observant la freqüència de ressonància de la partícula (ν) i el darrer és la constant elàstica (k).

$$\alpha \propto \nu^2 \propto k$$

Per poder establir comparacions i derivar-ne les conclusions inherents, els paràmetres s'han tabulat prenent com a referència la partícula de **diòxid de silici de 73,5 nm de radi**, utilitzada en l'experiment. La comparativa final, doncs, es duu a terme a partir dels quocients de tots els valors obtinguts dividits pel valor equivalent d'aquesta nanopartícula, la del material més utilitzat quan es treballa amb pinces òptiques.

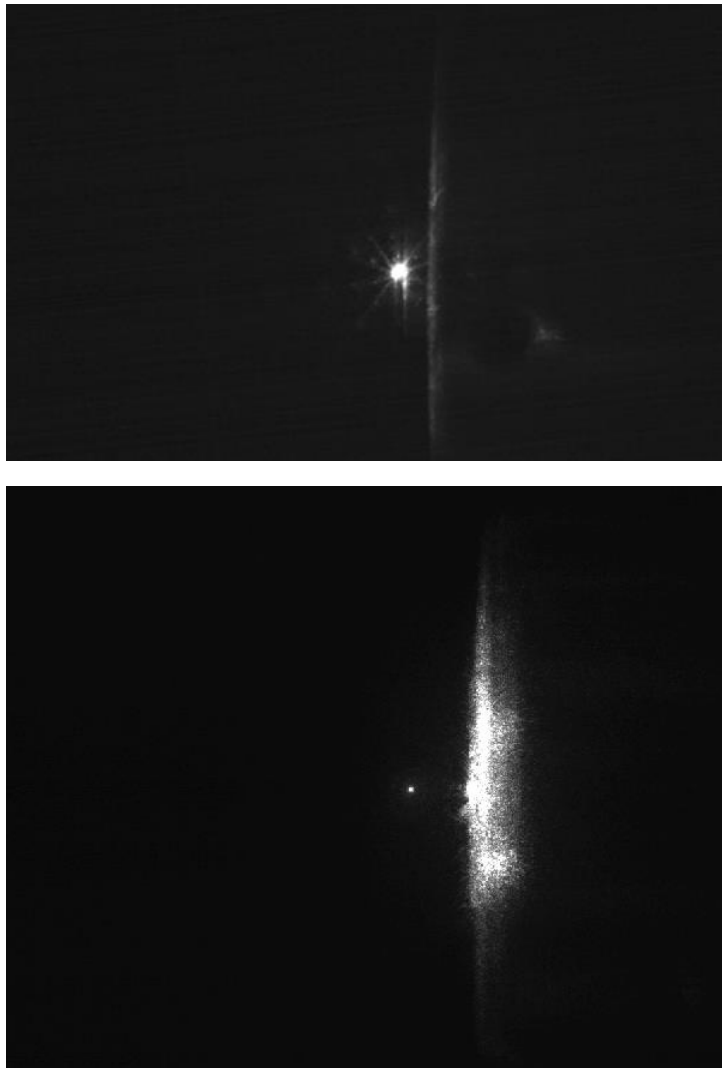
A partir d'aquí, s'ha observat si els resultats obtinguts són semblants per a cadascun dels paràmetres estudiats de cada material i si la teoria s'ajusta a l'experiència de laboratori. A través de la comparativa d'aquestes mesures amb el diòxid de silici com a referent, s'ha pogut comprovar si hi ha algun material més recomanable per treballar amb pinces òptiques i s'han determinat quines són les característiques òptimes per a la captura i manipulació òptica.

9. Resultats

9.1. Captura òptica

La captura òptica ha estat **possible per als quatre materials**: el diòxid de silici (SiO_2), l'òxid d'alumini (Al_2O_3), el diòxid de titani (TiO_2) i el diòxid d'hafni (HfO_2).

Les imatges recollides per la càmera de l'interior de la cavitat mostren que el procediment ha sigut exitós en tots els casos. Aquest és el fenomen clau, la base que ha permès desenvolupar el posterior estudi de les propietats dels materials plantejats.

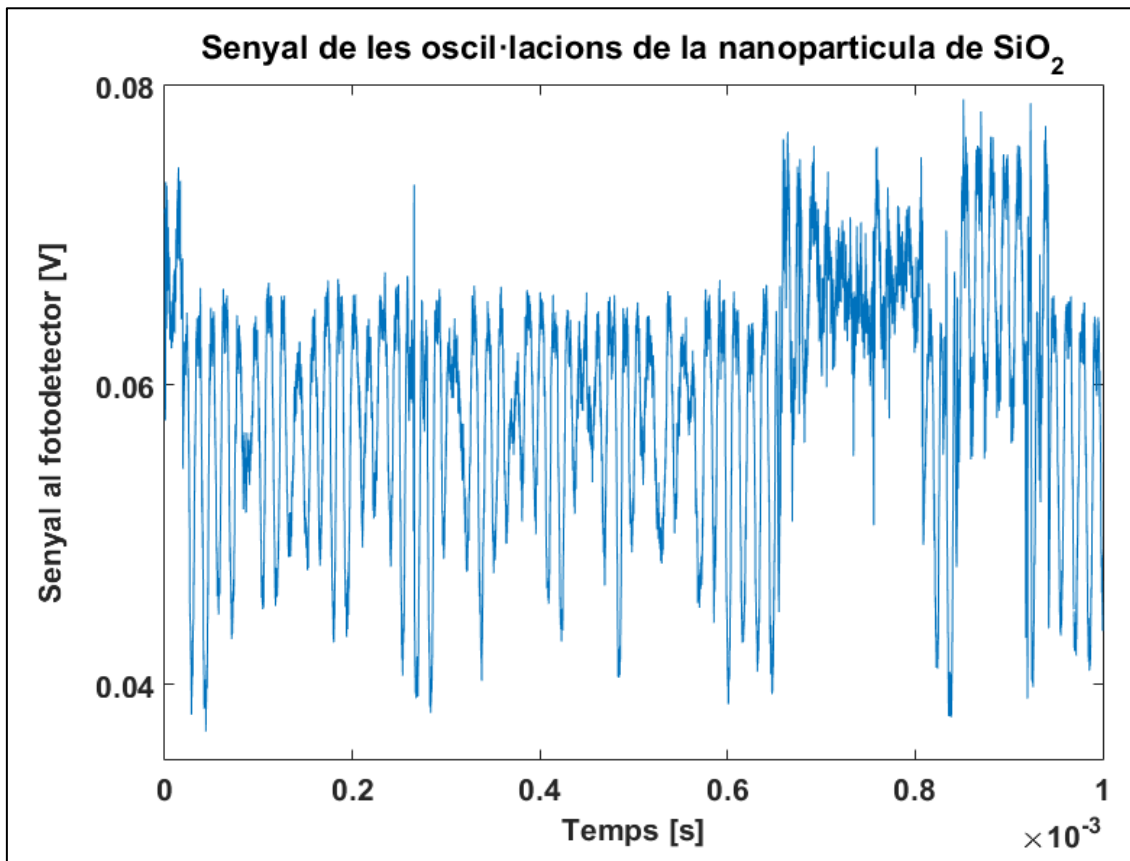


La primera fotografia mostra una partícula de diòxid de silici atrapada. Aquesta brillantor, juntament amb l'inici de la formació de gràfics als monitors, fa que el moment de la captura sigui fàcilment identificable. Com es pot veure a la segona imatge, elevat l'enfocament i ajustant la nitidesa i el contrast podem apreciar perfectament la partícula suspesa.

9.2. Oscil·lador harmònic

Efectivament, es confirma el comportament d'oscil·lador harmònic de les partícules atrapades. El **senyal de les oscil·lacions** que rep el fotodetector pot associar-se amb l'elongació del cos.

El diòxid de silici és el material que presenta un senyal de millor qualitat. A continuació, el gràfic dibuixa les oscil·lacions d'aquesta nanopartícula.



Durant els primers 0,65 ms, les oscil·lacions són prou uniformes i trobem interferències de so- roll mínimes. Més endavant, es dona un fenomen conegut com a *mode hopping* i el senyal es veu alterat. Les dues causes principals del *mode hopping* són petites variacions en la temperatura i inestabilitat a la font d'energia. L'aparició d'aquests salts només es pot evitar utilitzant làsers de disseny perfecte i aplicant-hi tècniques de refredament quan s'hi treballa.

9.3. Estudi de les propietats

Abans de procedir a la presentació dels resultats, cal recordar els radis de les nanopartícules de les quals s'ha disposat en l'experiment:

Material	Radi de les nanopartícules
Diòxid de silici (SiO ₂)	73,5 nm
Òxid d'alumini (Al ₂ O ₃)	67,5 nm
Diòxid de titani (TiO ₂)	50 nm
Diòxid d'hafni (HfO ₂)	Varia entre 30,5 nm i 40 nm Valor seleccionat: 35,25 nm

9.3.1. Polaritzabilitat (α)

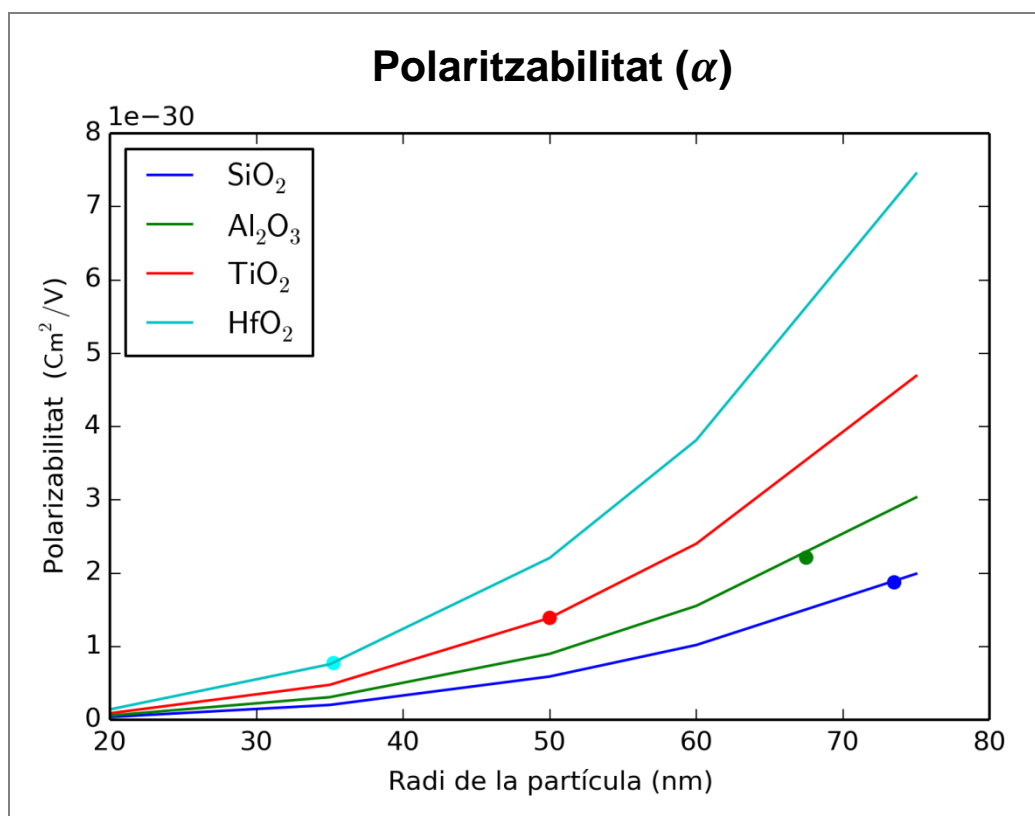
Aquests són els valors obtinguts a partir del càlcul teòric de la polaritzabilitat per a les diverses nanopartícules hipotètiques:

Polaritzabilitat (α) (C·m ² ·V ⁻¹)						
		Radi de la partícula (nm)				
		20	35	50	60	75
Material	SiO ₂	3,777300·10 ⁻³²	2,024396·10 ⁻³¹	5,902031·10 ⁻³¹	1,019871·10 ⁻³⁰	1,991935·10 ⁻³⁰
	Al ₂ O ₃	5,753677·10 ⁻³²	3,083611·10 ⁻³¹	8,990121·10 ⁻³¹	1,553493·10 ⁻³⁰	3,034166·10 ⁻³⁰
	TiO ₂	8,895187·10 ⁻³²	4,767264·10 ⁻³¹	1,389873·10 ⁻³⁰	2,401700·10 ⁻³⁰	4,690821·10 ⁻³⁰
	HfO ₂	1,412907·10 ⁻³¹	7,572300·10 ⁻³¹	2,207668·10 ⁻³⁰	3,814850·10 ⁻³⁰	7,450879·10 ⁻³⁰

Per a les partícules utilitzades en l'experiment, la informació resultant és la següent:

Polaritzabilitat (α)		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	1,874794·10 ⁻³⁰ C·m ² ·V ⁻¹
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	2,211907·10 ⁻³⁰ C·m ² ·V ⁻¹
	TiO ₂ (50 nm)	1,389873·10 ⁻³⁰ C·m ² ·V ⁻¹
	HfO ₂ (35,25 nm)	7,735726·10 ⁻³¹ C·m ² ·V ⁻¹

Aquestes dades obtingudes s'han graficat:



S'observa que la polaritzabilitat creix amb l'augment del radi de la partícula de manera progressiva. El punt assenyalat la dada de les partícules emprades en l'experiment.

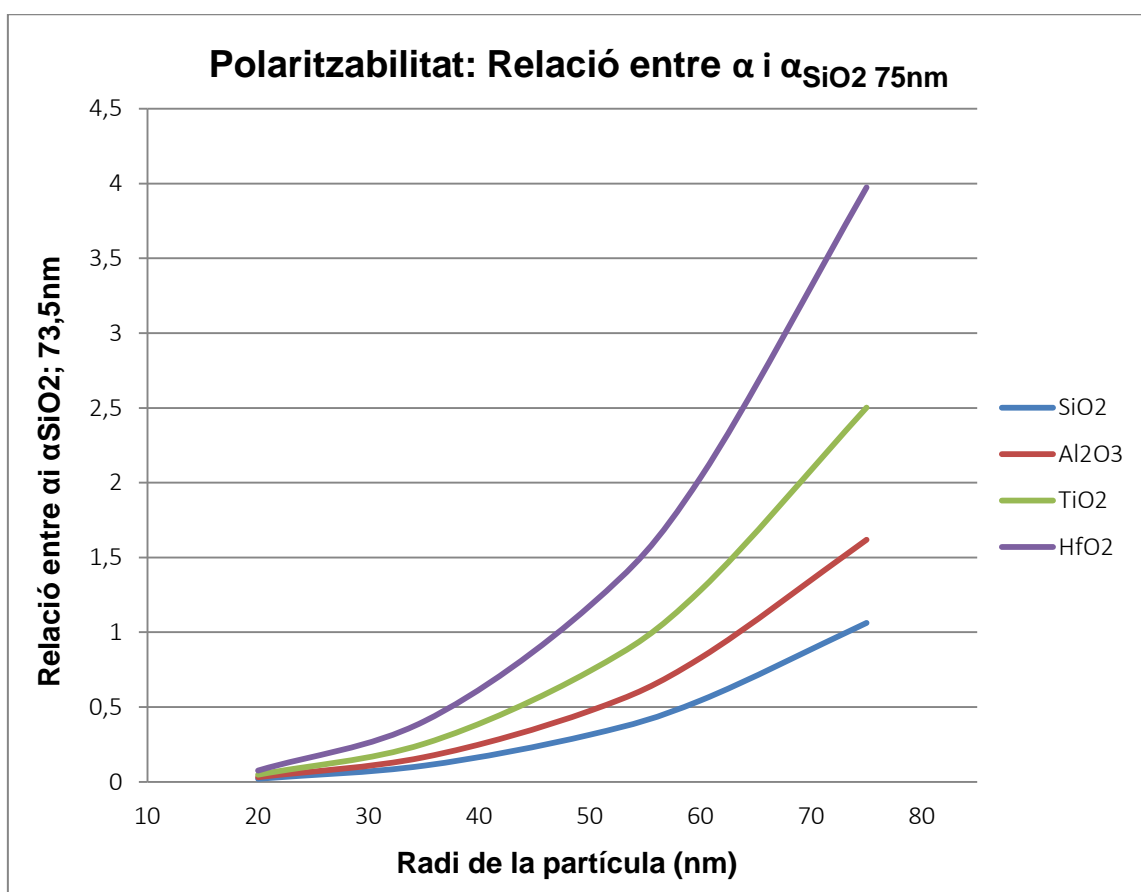
Una vegada tabulats els valors prenent com a referència el diòxid de silici de 73,5 nm de radi, s'han obtingut les següents dades que, posteriorment, s'han graficat:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{SiO_2 73,5nm}}$$

Quocient entre α i α _{SiO₂ 73,5 nm}						
		Radi de la partícula (nm)				
		20	35	50	60	75
Material	SiO ₂	0,020147816	0,1079797	0,31480962	0,543991024	1,062482469
	Al ₂ O ₃	0,030689658	0,164477386	0,474783434	0,828620767	1,618399936
	TiO ₂	0,04744622	0,254282085	0,741347185	1,281047936	2,50204675
	HfO ₂	0,075363356	0,403900686	1,17755244	2,034810616	3,974239485

Per a les partícules de què disposem:

Quocient entre α i α_{SiO_2} 73,5 nm		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	1
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	1,179813553
	TiO ₂ (50 nm)	0,741347185
	HfO ₂ (35,25 nm)	0,412617466

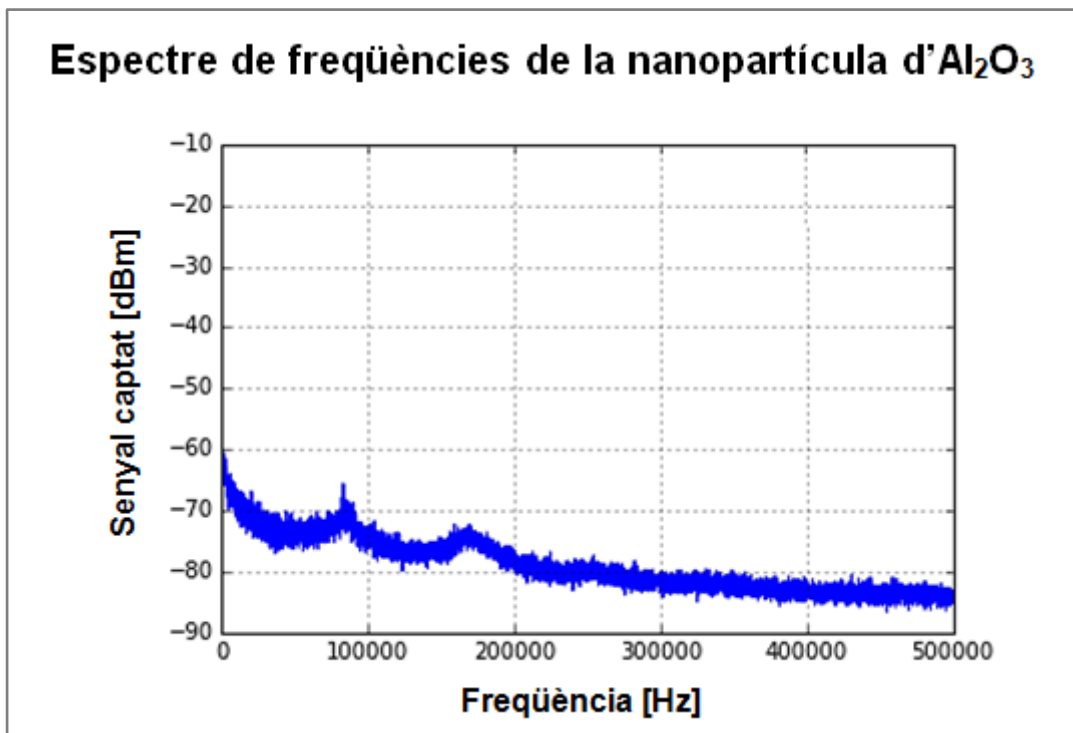
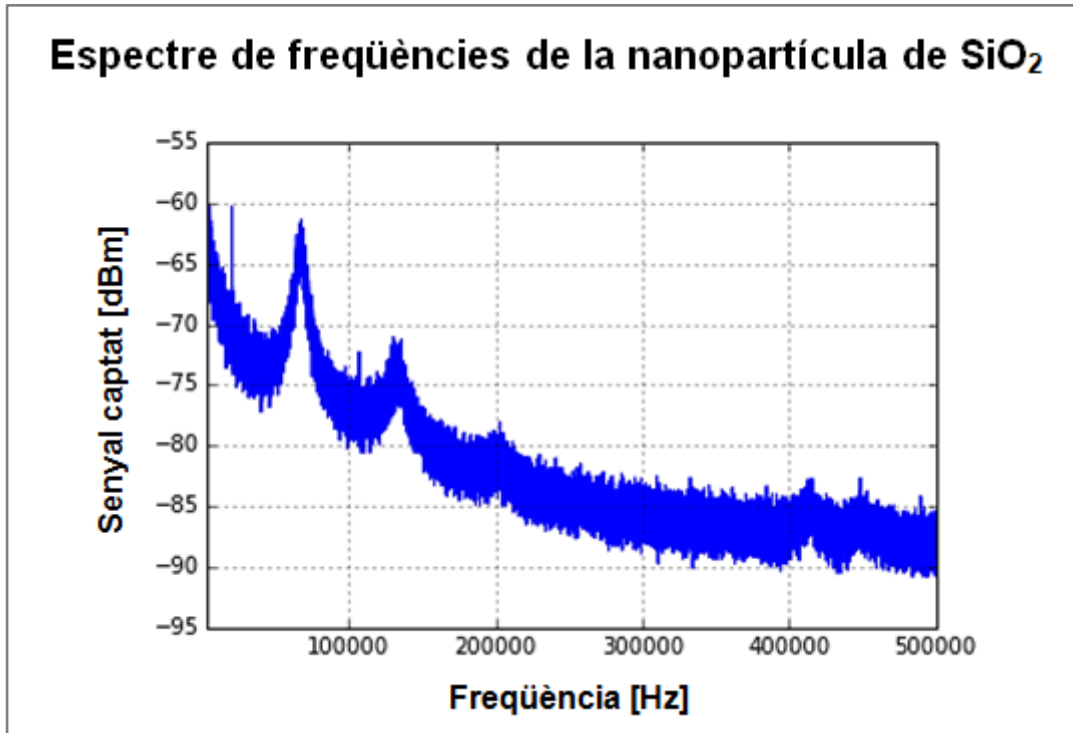


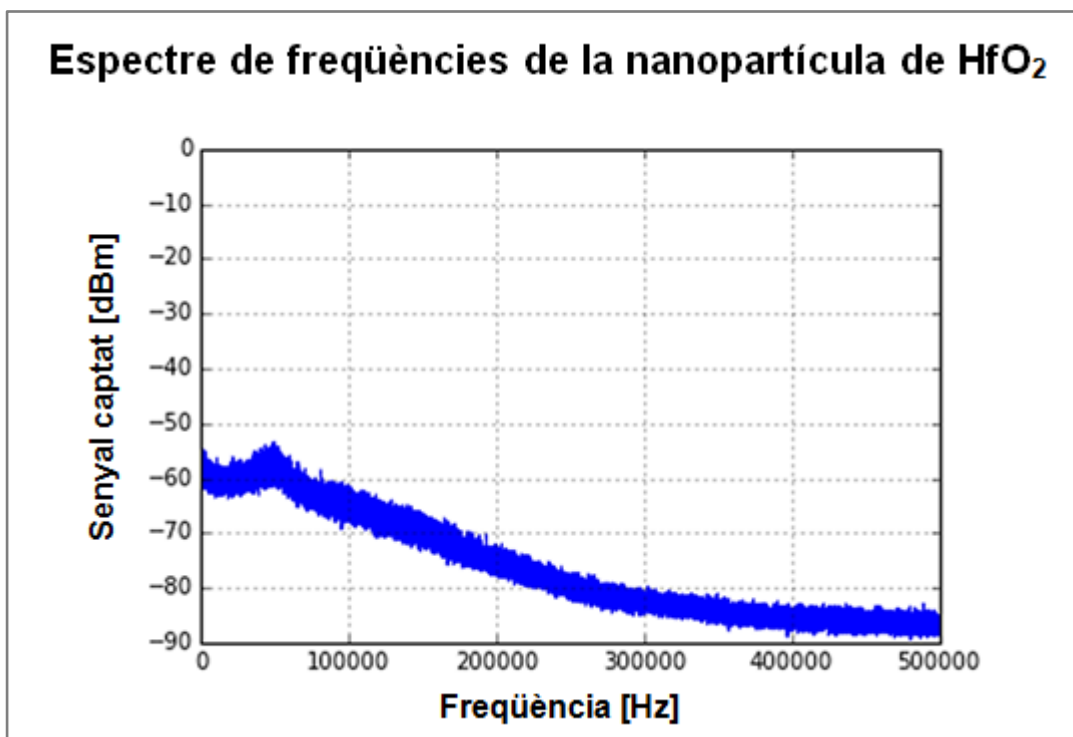
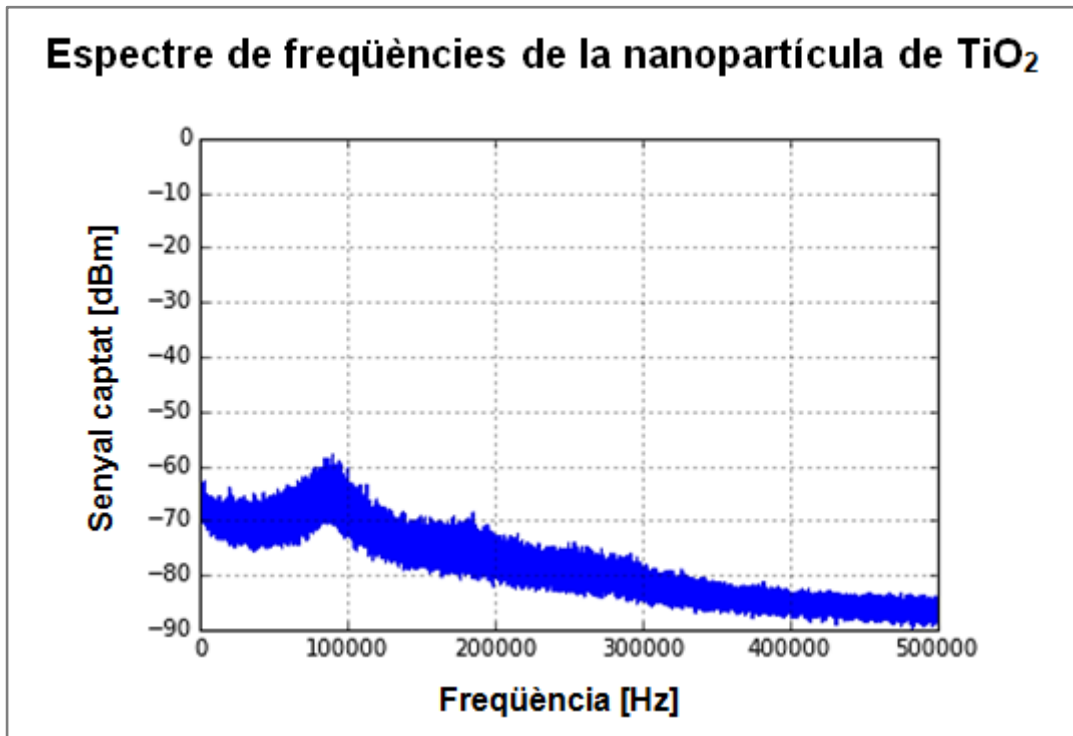
El gràfic comparatiu descriu la mateixa tendència que l'anterior. D'entre els quatre materials, el diòxid de silici presenta la polaritzabilitat més baixa, seguit de l'òxid d'alumini. L'òxid de titani posseeix el segon valor més elevat, mentre que els majors són per al diòxid d'hafni.

Els càlculs realitzats es troben a l'Annex I: Càlculs.

9.3.2. Freqüència de ressonància (ν)

S'han analitzat els espectres de freqüències de cadascuna de les quatre nanopartícules a partir dels gràfics següents:





Els gràfics confirmen que la qualitat del senyal del diòxid de silici captat al fotodetector és molt millor que la de qualsevol altre material. Per a aquest, el pic de la màxima oscil·lació pot apreciar-se còmodament i els pics de soroll s'identifiquen a simple vista.

Les dades de la freqüència de ressonància es recullen a la taula següent:

Freqüència de ressonància (ν)		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	67,701339 kHz
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	83,427428 kHz
	TiO ₂ (50 nm)	85,096358 kHz
	HfO ₂ (35,25 nm)	50,220489 kHz

La tabulació es duu a terme per als valors del quadrat de la freqüència i, de la mateixa manera que en la polaritzabilitat, la nanopartícula de diòxid de silici de 73,5 nm de radi és la referència.

$$\frac{\nu^2}{\nu^2_{SiO_2 73,5nm}}$$

Quocient entre ν^2 i $\nu^2_{SiO_2 73,5 nm}$		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	1
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	1,519
	TiO ₂ (50 nm)	1,580
	HfO ₂ (35,25 nm)	0,550

Tenint en compte la diferència en les longituds dels radis, la partícula que presenta una major freqüència és la de diòxid de titani, seguida de la d'òxid d'alumini. El diòxid de silici, doncs, tampoc posseeix els valors més elevats per a aquesta característica.

El procediment per a la representació gràfica i la tabulació dels quatre materials pot veure's a l'Annex I: Càlculs.

9.3.3. Constant elàstica (k)

A partir de l'aplicació de la fórmula corresponent, s'han obtingut els següents valors per a les constants elàstiques de les nanopartícules:

Constant elàstica (k)		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	7,222975·10 ⁻¹⁰ N/m
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	1,306182·10 ⁻⁹ N/m
	TiO ₂ (50 nm)	5,837742·10 ⁻¹⁰ N/m
	HfO ₂ (35,25 nm)	3,384236·10 ⁻¹⁰ N/m

Observem el resultat de la tabulació:

$$\frac{k}{k_{SiO_2 73,5nm}}$$

Quocient entre k i $k_{SiO_2 73,5 nm}$		
Material	SiO ₂ (73,5 nm)	1
	Al ₂ O ₃ (67,5 nm)	1,808
	TiO ₂ (50 nm)	0,808
	HfO ₂ (35,25 nm)	0,469

L'òxid d'alumini pren un valor molt superior a qualsevol altre. Com en les anteriors mesures, el diòxid de silici no presenta els valors més elevats, sinó que mostra els nombres més baixos.

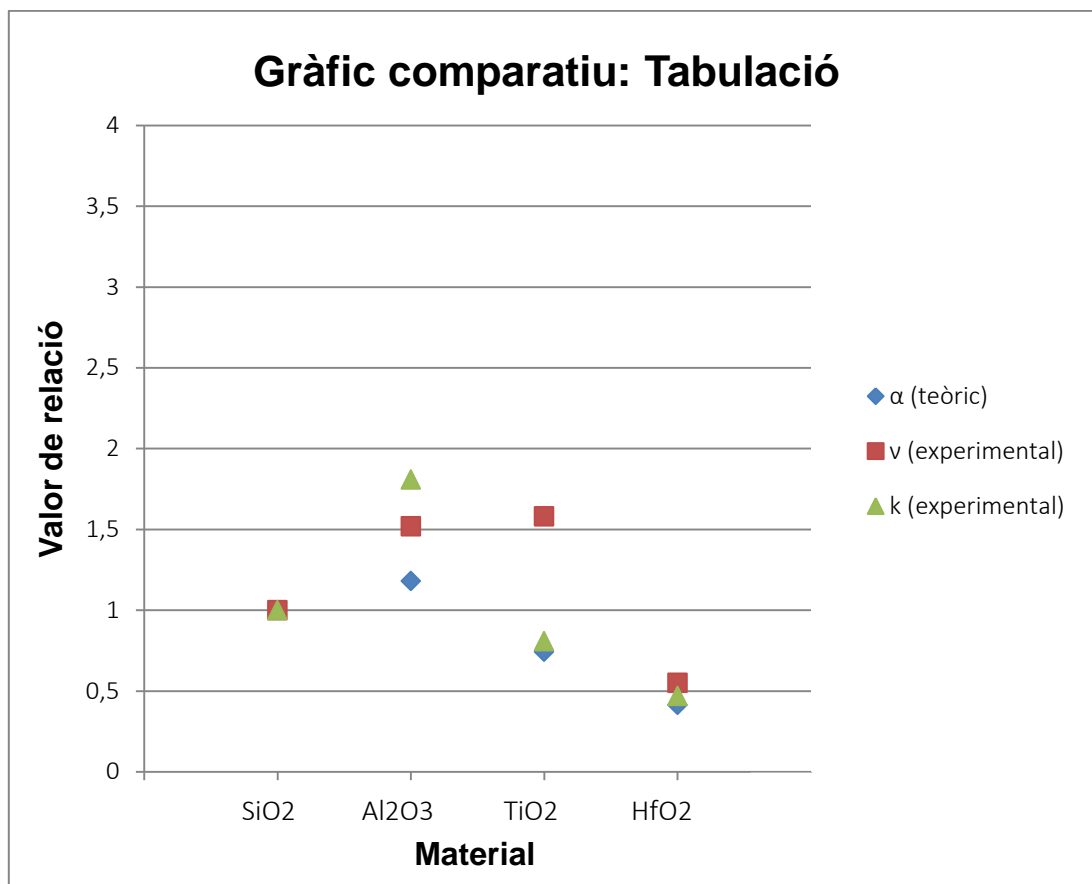
A l'Annex I: Càlculs, s'inclouen també tots els processos efectuats.

9.3.4. Balanç

El fet d'haver obtingut gran varietat en els resultats evidencia que **les interaccions amb la llum varien segons el material amb què es treballa.**

Els valors clau de les tabulacions es recullen a la següent graella de resum. Per als materials estudiats, es mostra la informació dels tres paràmetres analitzats per a les seves respectives mides de radi. Després, les dades s'han graficat.

Taula comparativa: tabulació				
		α (teòric)	ν (experimental)	k (experimental)
Material	SiO ₂	1	1	1
	Al ₂ O ₃	1,179813553	1,519	1,808
	TiO ₂	0,741347185	1,58	0,808
	HfO ₂	0,412617466	0,55	0,469



Idealment, tots els quocients per als paràmetres haurien de coincidir en cada material degut a la proporcionalitat entre la polaritzabilitat, la freqüència de ressonància i la constant elàstica. En general, les dades obtingudes s'ajusten força a aquesta situació ideal.

Per descomptat, com que el **diòxid de silici** (SiO₂) és la referència, tots els seus resultats són 1.

L'**òxid d'alumini** (Al₂O₃) presenta variacions. Els valors mesurats experimentalment difereixen lleugerament del que s'esperava partint de la teoria. La dispersió és poca pel que fa a la freqüència de ressonància i més elevada si ens referim a la constant elàstica.

En el cas del **diòxid de titani** (TiO_2), malgrat la diferència entre la freqüència de ressonància i la polaritzabilitat, la constant elàstica s'ajusta molt al model teòric.

Finalment, el **diòxid d'hafni** (HfO_2) és el material que mostra els valors més equilibrats, presentant diferències mínimes entre valors teòrics i experimentals.

A l'apartat de Conclusions del treball s'aprofundeix en l'anàlisi dels resultats i els factors que poden haver influït en l'obtenció d'aquests.

10. Conclusions

El poderós instrument que proporcionen les pinces òptiques ja té cara i ulls, però encara està evolucionant. Comprendre els fonaments de la tècnica és la clau per seguir sorprenent-nos amb les possibilitats que ens brinda.

En aquesta línia, l'experiment ens ha permès entendre les bases d'aquesta eina tan potent.

Primer, hem vist que el diòxid de silici no és l'únic material que podem atrapar. La captura òptica s'ha practicat també amb nanopartícules d'òxid d'alumini, de diòxid de titani i de diòxid d'hafni.

A més, la feina feta al laboratori constata allò que havíem vist a partir de la teoria: no tots els materials interaccionen de la mateixa manera amb la llum i, efectivament, una partícula capturada descriu el moviment d'oscil·lador harmònic.

Ara bé, no només hem observat el fenomen de la captura, sinó que també hem estudiat les nanopartícules atrapades.

Definitivament, la hipòtesi es confirma: és possible atrapar nanopartícules de materials diferents del diòxid de silici i de mida comparable a aquest i, certament, els altres materials poden resultar més interessants a l'hora de treballar amb pinces òptiques degut a la seva major estabilitat a la cavitat.

Tot i que hem obtingut uns resultats prou adequats al que s'esperava, en relacionar els paràmetres estudiats s'aprecien algunes variacions. Les alteracions tenen l'arrel en causes diverses.

Per començar, hem de tenir en compte que les formes de les partícules presenten irregularitats: treballem amb esferes de diòxid de silici, però en el cas de l'òxid d'alumini i el diòxid de titani, es disposa de nanopartícules quasi esfèriques. Els cubs de diòxid d'hafni tampoc són regulars. Aquest fet comporta que apareguin efectes addicionals d'alineació i rotació que no poden controlar-se.

La puresa dels materials també pot influir en els resultats, així com la dispersió en la mida de les nanopartícules de diòxid d'hafni, que presenten radis de diàmetre d'entre 61 nm i 80 nm. Com que atrapem una partícula aleatòria, no podem determinar-ne el radi amb exactitud.

El valor més discordant que trobem una vegada establertes les comparacions entre els paràmetres es correspon a la freqüència de ressonància del diòxid de titani. La dissonància pot ser conseqüència del fet que aquest material pot presentar dues estructures cristal·lines (rútil i anatasa) i tampoc podem determinar de quina es tracta si el proveïdor no ho indica. Malauradament, hi ha l'opció que es tracti d'un error sistemàtic en la mesura.

Si els resultats s'adapten a partícules de mida coincident, es conclou que:

- Les nanopartícules d'òxid d'alumini, de diòxid de titani i, especialment, de diòxid d'hafni tenen una polaritzabilitat major que les de diòxid de silici.
- La freqüència de ressonància del diòxid de silici no és la que ofereix el valor màxim. De fet, el diòxid de titani la supera amb escreix i l'òxid d'alumini també presenta una diferència favorable. D'altra banda, la comparació directa amb el diòxid d'hafni no pot determinar-se de manera conclouent a causa de la falta d'homogeneïtat en la mida i forma de les mostres analitzades. Ara bé, a partir de la relació proporcional amb la polaritzabilitat podem resoldre que, teòricament, la màxima oscil·lació de les partícules de diòxid d'hafni també és major que la del diòxid de silici.
- La constant elàstica del material més utilitzat tampoc és la més gran. L'òxid d'alumini presenta una constant elàstica força superior. En aquest cas, el dubte es genera per a les partícules de diòxid de titani i diòxid d'hafni. Aplicant la mateixa resolució anterior, podem veure que el diòxid de silici té la constant elàstica més baixa.

Tot això ens porta a determinar que, en principi, les nanopartícules de diòxid de silici no haurien de ser les més estables una vegada capturades, sinó al contrari. Tanmateix, el fet que la majoria d'experiments es desenvolupin amb diòxid de silici s'explica veient que aquest material és l'únic que realment permet obtenir partícules esfèriques i projecta el senyal de millor qualitat.

Per poder aprofitar les característiques que ofereixen els altres materials, doncs, caldria aconseguir mostres més pures i amb formes totalment regulars, és a dir, perfeccionar el disseny de les nanopartícules. Això permetria, per exemple, treballar amb làsers d'intensitats menors o assolir una major estabilitat dins la cavitat.

Així, idealment, les partícules més petites són més fàcils d'atrapar i manipular, ja que experimenten menys xocs amb les partícules d'aire. Un índex de refracció més elevat també es tradueix en una captura més òptima, de la mateixa manera que ho fa que l'ús de materials purs,

d'estructura coneguda i de forma ben definida. Finalment, valors majors per als tres paràmetres estudiats són sinònim de més estabilitat.

10.1. Línies futures

Per obtenir uns resultats més ajustats a la realitat, caldria disposar dels mitjans per realitzar múltiples rèpliques de l'experiment i comptar amb un ampli ventall de mides per a cada material. Es tractaria de disposar no només d'una única mesura, sinó de, per exemple, partícules amb radis de 20 nm, 35 nm, 50 nm, 60 nm, i 75 nm per a cadascun. Així, tots els paràmetres considerats al laboratori assolirien la profunditat de l'estudi teòric de la polaritzabilitat.

De moment, les pinces òptiques poden atrapar, orientar i guiar partícules. La millora en l'ordenació i el disseny dels cossos que es manipulen proporcionarà nous nivells de control. Les pinces òptiques ja són una realitat en àmbits com la Biologia, la Física i la Tecnologia. El nombre d'aplicacions que ofereixen és incomptable i la seva adaptabilitat i capacitat de combinar-se amb altres instruments fa que tinguin un potencial creixent. El futur de les pinces òptiques és, sens dubte, brillant.

11. Agraïments

He tingut la sort de poder desenvolupar l'experiment a les fantàstiques instal·lacions de l'Institut de Ciències Fotòniques (ICFO). Per a mi ha estat un luxe haver disposat d'aquests mitjans.

Vull agrair al Pau Mestres tot el seu ajut. Ell m'ha obert les portes del laboratori on treballa i m'ha introduït en l'apassionant món de les pinces òptiques.

Finalment, dono les gràcies al José Luis Touron per tot el suport i la tutoria del projecte.

12. Bibliografia

- Materials de la conferència “*Advanced experimental techniques in biology*” de Dmitri Petrov, Professor de Recerca de la Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats (ICREA). Institut de Ciències Fotòniques (ICFO), Barcelona, Gener 2011. UPC, ICFO, UAB – Màster en Fotònica.
- HEIDARZADEH, T., “*A History of Physical Theories of Comets, From Aristotle to Whipple*”, Springer Science & Business Media, 2008.
- LOUDON, R. “*The Quantum Theory of Light*”, vol. 3, OUP Oxford, 2000.
- PADGETT, M. J., MOLLOY, J. E., MCGLOIN, D. “*Optical Tweezers: Methods and Applications*”, *Series in Optics and Optoelectronics*, Taylor and Francis Group, LLC, 2010.
- WÖRDEMANN, M. “*Structured Light Fields: Applications in Optical Trapping, Manipulation and Organisation*”. Capítol 2: “*Introduction to Optical Trapping*”, Springer, 2012.
- A. Ashkin, *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers*. *Optics and Photonics News*, vol. 10, núm. 5 i vol. 94 núm. 10 (1999).
- S. Chu, *The manipulation of neutral particles*, *Reviews of Modern Physics* (1998).
- S. Mensa-Kwao i E. Tymofyeyeva, “*Optical Tweezers: The Power of Light*”, *TCNJ Journal of Student Scholarship*, vol. XI, Abril 2009.
- J. E. Molloy i M. J. Padgett, “*Contemporary Physics*”, vol. 43, núm. 4, 2002, 241-258.
- Félix Redondo Quintela i Roberto C. Redondo Melchor, “*Dieléctricos*”, Escuela Técnica Superior de Ingeniería Industrial, Universidad de Salamanca.
- Karen Volke Sepúlveda, Ibis Ricárdez Vargas i Rubén Ramos García, “*Pinzas ópticas: las delicadas manos de la luz*”, Octubre-Diciembre 2007.
- Kishan Dholakia, Gabriel Spalding i Michael MacDonald, “*Optical tweezers: the next generation*”, *Physics World*, Octubre 2002.
- Mark C. Williams, “*Optical Tweezers: Measuring Piconewton Forces*”, Northeastern University Department of Physics and Center for Interdisciplinary Research on Complex Systems, The Biophysical Society, 2002.

- “Pinzas ópticas: Principios y usos en el ámbito de la Biofísica”, Centro de Investigación Biomédica en Red (CIBER-Instituto de Salud Carlos III).
- Jermeý N. A. Matthews, “Commercial optical traps emerge from biophysics labs”, AIP Scitation, *Physicstoday*.
- “Brief Basic of Optical Tweezers”, EINST Technology Pte Ltd., 2003.
- “Quantitative force measurements with optical tweezers”, *The JPK NanoTracker™*, JPK Instruments, *Technical Note*.
- Pòster “Pinzas Ópticas”, Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid.
- HERNÁNDEZ SAMPIERI, R., FERNÁNDEZ COLLADO, C., BAPTISTA LUCIO, P. “Fundamentos de metodología de la investigación”, Adaptació de la 1a edició, Mc Graw-Hill/Inter-americana de España, 2007.

12.1. Pàgines web i recursos

- Institut de Ciències Fotòniques (ICFO): <https://www.icfo.eu/>.
- “What Is Light?”, *Canon Science Lab, Canon Technology*:
http://www.canon.com/technology/s_lab/light/.
- *Physclips*, recurs multimèdia de la University of New South Wales (UNSW) que inclou animacions i vídeos curts sobre Física. Cal destacar el capítol 1 (*The Nature of Light*) dins el volum III (*Light*), així com el capítol 1 (*Oscillations*) del volum II (*Waves and Sound*): <http://www.animations.physics.unsw.edu.au/>.
- Comportament dielèctric de la matèria, Departamento de Física Aplicada III, Universidad de Sevilla:
http://laplace.us.es/wiki/index.php/Comportamiento_diel%C3%A9ctrico_de_la_materia.
- *American Physical Society Journals*, font de *Physical Review Letters*, *Physical Review X*, *Physical Review* i *Reviews of Modern Physics*: <https://journals.aps.org/>.
- *Physics*, pàgina de l'*American Physical Society* que permet mantenir-se actualitzat amb les notícies més destacades de recerca en Física sense massa tecnicismes i assequible per a un públic més ampli: <http://physics.aps.org/>.

- Base de dades d'índexs de refracció: <http://www.refractiveindex.info>.
- Biblioteca de vectors gràfics per il·lustracions d'experiments d'Òptica: <http://www.gwoptics.org/ComponentLibrary/>.
- Nanopartícules en pols d'US *Research Nanomaterials, Inc.*, proveïdor dels materials emprats en l'experiment: <http://www.us-nano.com/nanopowders>.
- *Laserlab-Europe*, iniciativa integrada de les infraestructures de recerca europees de Làsers i Fotònica: <http://www.laserlab-europe.net/>
- Enciclopèdia de Física de Làsers i Tecnologia (versió *online*), Dr. Rüdiger Paschotta: <https://www.rp-photonics.com/encyclopedia.html>.
- Guia amb recomanacions per a l'elaboració de pòsters de l'Observatori de Comunicació Científica: http://www.occ.upf.edu/img/imatges_cms/manualposters.pdf.
- Projecte C3. Creació del Coneixement Científic: <https://sites.google.com/a/xtec.cat/c3/activitats-de-comunicacio-cientifica/posters-cientifics>.

13. Annex I: Càlculs

Tot seguit es mostra el procediment efectuat per aconseguir cadascun dels resultats obtinguts. A les taules, els radis marcats amb l'anotació "(exp.)" es corresponen a les mides de les partícules de què s'ha disposat a l'hora de dur a terme l'experiment.

Quan es tabulen ens resultats, la referència és sempre el diòxid de silici de 73,5 nm de radi. Per tant, els quocients que permeten establir la relació per a la polaritzabilitat, la freqüència de ressonància i la constant elàstica són, respectivament:

$$\frac{\alpha}{\alpha_{SiO_2 73,5nm}}$$

$$\frac{\nu^2}{\nu^2_{SiO_2 73,5nm}}$$

$$\frac{k}{k_{SiO_2 73,5nm}}$$

Recordem que aquestes tres característiques són proporcionals entre elles.

13.1. Polaritzabilitat (α)

La polaritzabilitat s'ha calculat a partir d'aquesta expressió:

$$\alpha = 3V\epsilon_0 \frac{(\epsilon_p - \epsilon_m)}{(2\epsilon_m + \epsilon_p)}$$

$$\alpha = 3V \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \frac{(n^2 - 1)}{(2 + n^2)}$$

13.1.1. Diòxid de silici (SiO₂)

Polaritzabilitat: Diòxid de silici (SiO ₂)	
Radi	Càlcul
20,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (2,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 3,777299 \cdot 10^{-32}$
35,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (3,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 2,024396 \cdot 10^{-31}$
50,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (5,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 5,902031 \cdot 10^{-31}$
60,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (6,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 1,019871 \cdot 10^{-30}$
73,5 nm (exp.)	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (7,35 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 1,874794 \cdot 10^{-30}$
75,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (7,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,4507^2 - 1}{2 + 1,4507^2} = 1,991935 \cdot 10^{-30}$

Quocient entre α_{SiO_2} i $\alpha_{SiO_2, 73,5 \text{ nm}}$: Diòxid de silici (SiO ₂)	
Radi de la partícula	Càlcul
20,0 nm	$\frac{3,777299 \cdot 10^{-32}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,020148$
35,0 nm	$\frac{2,024396 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,107980$
50,0 nm	$\frac{5,902031 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,314810$
60,0 nm	$\frac{1,019871 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,543991$
73,5 nm (exp.)	$\frac{1,874794 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1$
75,0 nm	$\frac{1,991935 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1,062482$

13.1.2. Òxid d'alumini (Al₂O₃)

Polaritzabilitat: Òxid d'alumini (Al ₂ O ₃)	
Radi	Càlcul
20,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (2,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 5,753677 \cdot 10^{-32}$
35,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (3,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 3,083611 \cdot 10^{-31}$
50,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (5,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 8,990121 \cdot 10^{-31}$
60,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (6,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 1,553493 \cdot 10^{-30}$
67,5 nm (exp.)	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (6,75 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 2,211907 \cdot 10^{-30}$
75,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (7,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{1,7561^2 - 1}{2 + 1,7561^2} = 3,034166 \cdot 10^{-30}$

Quocient entre $\alpha_{Al_2O_3}$ i α_{SiO_2} 73,5 nm: Òxid d'alumini (Al ₂ O ₃)	
Radi de la partícula	Càlcul
20,0 nm	$\frac{5,753677 \cdot 10^{-32}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,030690$
35,0 nm	$\frac{3,083611 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,164477$
50,0 nm	$\frac{8,990121 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,479526$
60,0 nm	$\frac{1,553493 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,828621$
67,5 nm (exp.)	$\frac{2,211907 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1,179814$
75,0 nm	$\frac{3,034166 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1,618400$

13.1.3. Diòxid de titani (TiO₂)

Polaritzabilitat: Diòxid de titani (TiO ₂)	
Radi	Càlcul
20,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (2,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,4880^2 - 1}{2 + 2,4880^2} = 8,895187 \cdot 10^{-32}$
35,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (3,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,4880^2 - 1}{2 + 2,4880^2} = 4,767264 \cdot 10^{-31}$
50,0 nm (exp.)	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (5,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,4880^2 - 1}{2 + 2,4880^2} = 1,389873 \cdot 10^{-30}$
60,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (6,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,4880^2 - 1}{2 + 2,4880^2} = 2,401700 \cdot 10^{-30}$
75,0 nm	$\alpha = 3 \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot (7,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,4880^2 - 1}{2 + 2,4880^2} = 4,690821 \cdot 10^{-30}$

Quocient entre α_{TiO_2} i α_{SiO_2} 73,5 nm: Diòxid de titani (TiO ₂)	
Radi de la partícula	Càlcul
20,0 nm	$\frac{8,895187 \cdot 10^{-32}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,047446$
35,0 nm	$\frac{4,767264 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,254282$
50,0 nm (exp.)	$\frac{1,389873 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,741347$
60,0 nm	$\frac{2,401700 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1,281048$
75,0 nm	$\frac{4,690821 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 2,502047$

13.1.4. Diòxid d'hafni (HfO₂)

Polaritzabilitat: Diòxid d'hafni (HfO ₂)	
Radi	Càlcul
20,0 nm	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 2,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840^2} = 1,412907 \cdot 10^{-31}$
35,0nm	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 3,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840^2} = 7,572300 \cdot 10^{-31}$
35,25 nm (exp.)	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 3,525 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840} = 7,735726 \cdot 10^{-31}$
50,0 nm	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 5,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840^2} = 2,207668 \cdot 10^{-30}$
60,0 nm	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 6,00 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840^2} = 3,814850 \cdot 10^{-30}$
75,0 nm	$\alpha = 3 \cdot (2 \cdot 7,50 \cdot 10^{-8})^3 \cdot \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \cdot \frac{2,0840^2 - 1}{2 + 2,0840^2} = 7,450879 \cdot 10^{-30}$

Quocient entre α_{HfO_2} i α_{SiO_2} 73,5 nm: Diòxid d'hafni (HfO ₂)	
Radi de la partícula	Càlcul
20,0 nm	$\frac{1,412907 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,075363$
35,0nm	$\frac{7,572300 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,403901$
35,25 nm (exp.)	$\frac{7,735726 \cdot 10^{-31}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 0,412617$
50,0 nm	$\frac{2,207668 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 1,177552$
60,0 nm	$\frac{3,814850 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 2,034811$
75,0 nm	$\frac{7,450879 \cdot 10^{-30}}{1,874794 \cdot 10^{-30}} = 3,974239$

13.2. Freqüència de ressonància (ν)

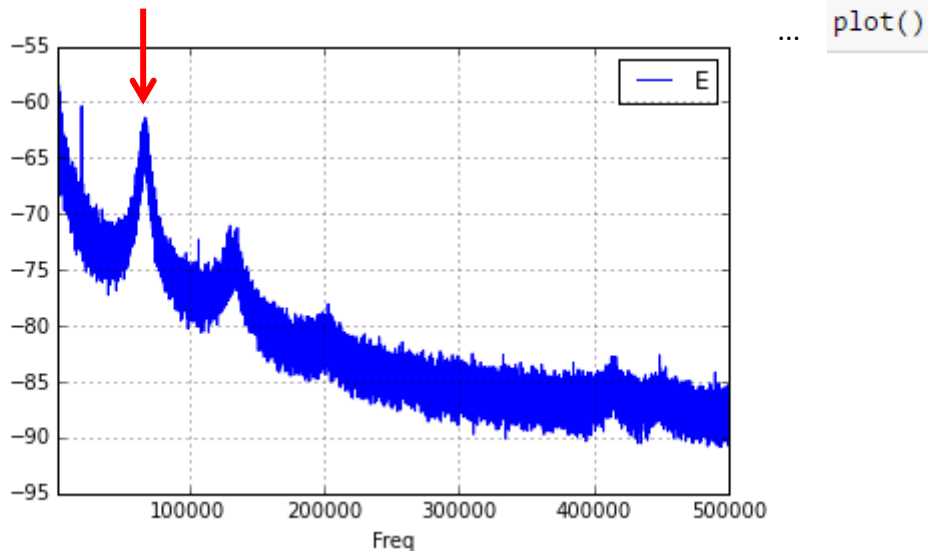
13.2.1. Diòxid de silici (SiO₂)

SiO₂

```
In [409]: %matplotlib inline
import numpy as np
import pandas as pd
import matplotlib.pyplot as plt
```

```
In [410]: SiO2_10Mhz_frequency_7mbar = pd.read_csv('SiO2_10Mhz_...
frequency_7mbar.csv', index_col=0, names=['Freq', 'E'])
```

```
In [412]: graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar = SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.
```



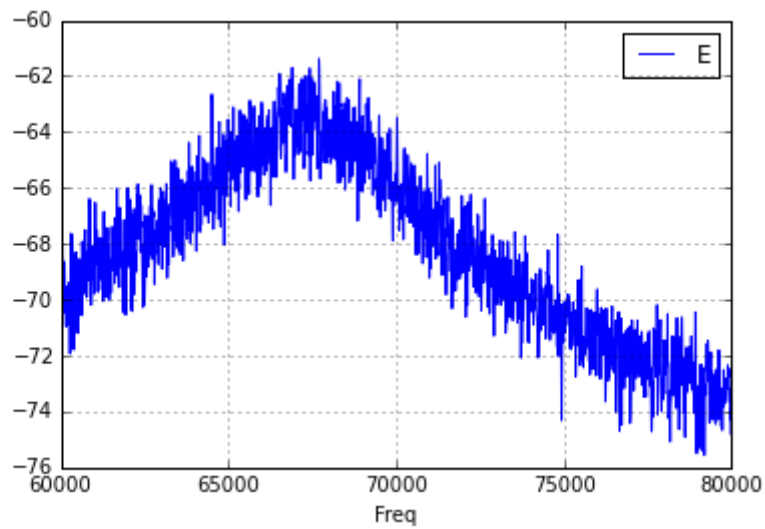
```
In [413]: fig1 = graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.get_figure()
fig1.savefig('graf_SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.png')
```

```
In [414]: ampliaccio_1 = SiO2_10Mhz_frequency_7mbar.loc[60000:80000]
ampliaccio_1.head()
```

Out[414]:

	E
Freq	
60005.1873	-70.7914
60014.7240	-68.9550
60024.2608	-68.8324
60033.7975	-69.7877
60043.3343	-69.3229

```
In [415]: graf_ampliat = ampliaccio_1.plot()
```



```
In [416]: freq_m1 = ampliaccio_1.idxmax()
           freq_m1
```

Out[416]: E 67701.3389
dtype: float64

Freqüència de ressonància: Diòxid de silici (SiO ₂)	
Dada obtinguda	$\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm} = 67,701339\ kHz$
Quocient entre $\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2$ i $\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2$	$\frac{\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2}{\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2} = \frac{4583,471289}{4583,471289} = 1$

13.2.2. Òxid d'alumini (Al₂O₃)Al₂O₃

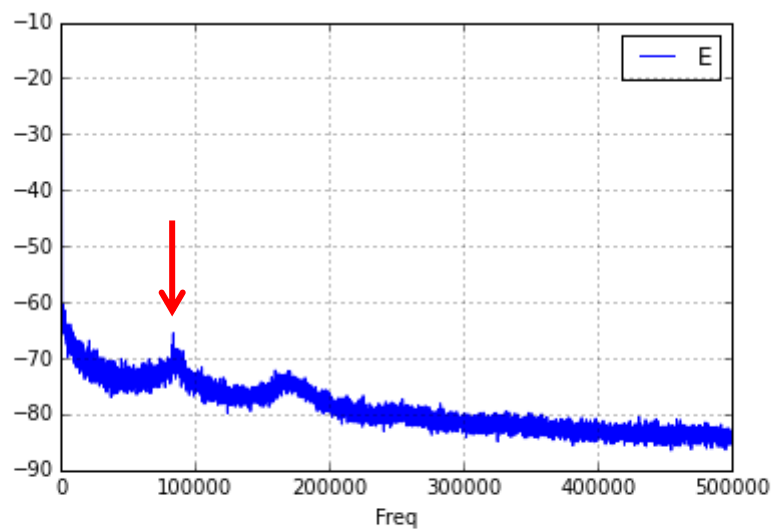
```
In [472]: Al203_10Mhz_frequency_6mbar = pd.read_csv('Al203_10Mhz_
...
frequency_6mbar.csv', index_col=0, names=['Freq', 'E'])
```

```
In [473]: Al203_10Mhz_frequency_6mbar.head()
```

```
Out[473]:
```

	E
Freq	
0.000	-11.0349
38.147	-11.4190
76.294	-24.1480
114.441	-39.5686
152.588	-58.8590

```
In [474]: graf_Al203_10Mhz_frequency_6mbar = Al203_10Mhz_frequency_6mbar
... plot()
```

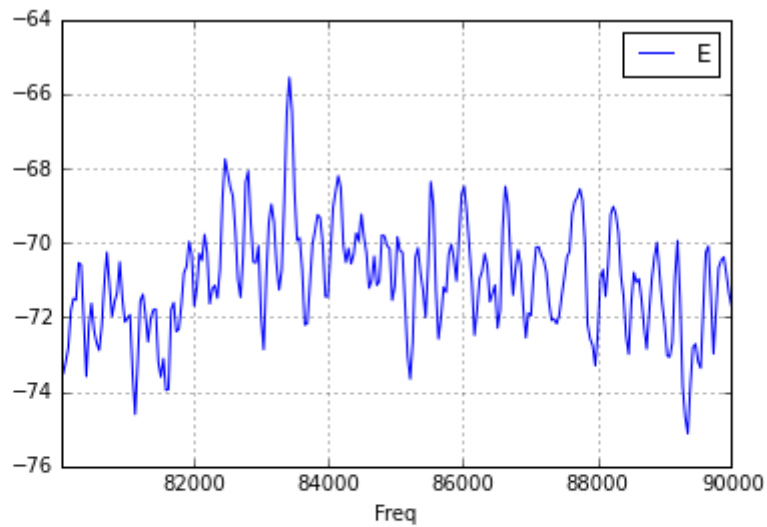


```
In [475]: ampliacio_2 = Al203_10Mhz_frequency_6mbar.loc[80000:90000]
ampliacio_2.head()
```

Out[475]:

	E
Freq	
80032.348	-73.6116
80070.495	-73.5180
80108.642	-73.1953
80146.789	-72.8177
80184.936	-71.8107

```
In [476]: graf_ampliat = ampliaccio_2.plot()
```



```
In [477]: freq_m2 = ampliaccio_2.idxmax()
           freq_m2
```

Out[477]: E 83427.428
dtype: float64

Freqüència de ressonància: Òxid d'alumini (Al ₂ O ₃)	
Dada obtinguda	$\nu_{Al_2O_3\ 67,5nm} = 83,427428\ kHz$
Quocient entre $\nu_{Al_2O_3\ 67,5\ nm}^2$ i $\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2$	$\frac{\nu_{Al_2O_3\ 73,5\ nm}^2}{\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2} = \frac{6960,135743}{4583,471289} = 1,518529$

13.2.3. Diòxid de titani (TiO₂)TiO₂

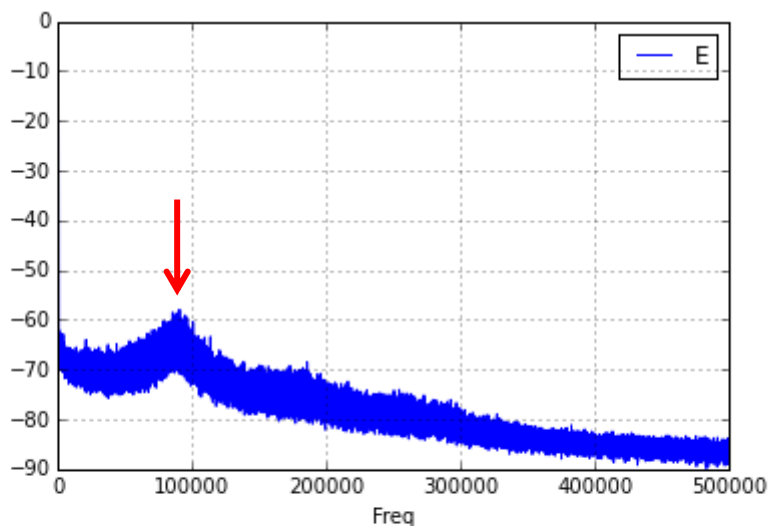
```
In [480]: TiO2_10Mhz_frequency_15mbar = pd.read_csv('TiO2_10Mhz_...
          : _frequency_15mbar.csv', index_col=0, names=['Freq', 'E'])
```

```
In [481]: TiO2_10Mhz_frequency_15mbar.head()
```

```
Out[481]:
```

	E
Freq	
0.0000	-8.2857
9.5367	-10.7160
19.0735	-39.8371
28.6102	-47.3054
38.1470	-51.1105

```
In [482]: graf_TiO2_10Mhz_frequency_15mbar = TiO2_10Mhz_frequency_...
          : _15mbar.plot()
```

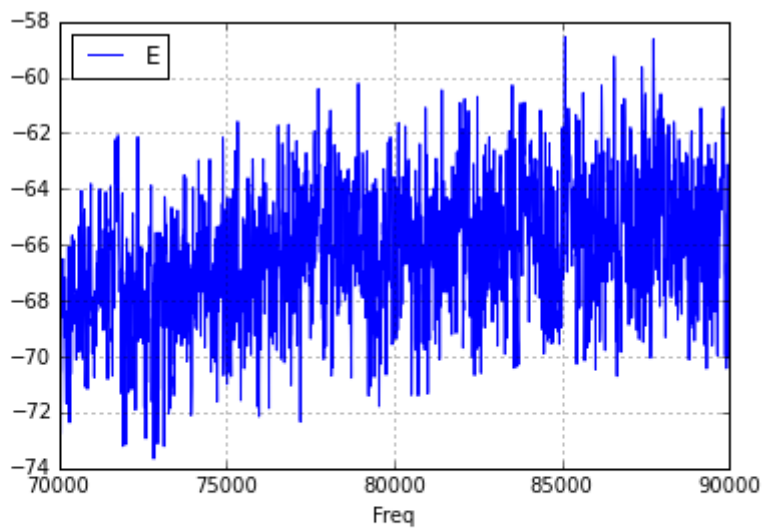


```
In [483]: ampliaccio_3 = TiO2_10Mhz_frequency_15mbar.loc[70000:90000]
          : ampliaccio_3.head()
```

Out[483]:

	E
Freq	
70009.2307	-70.5849
70018.7675	-71.0980
70028.3042	-69.1035
70037.8410	-66.4408
70047.3777	-69.1035

```
In [484]: graf_ampliat = ampliaccio_3.plot()
```



```
In [485]: freq_m3 = ampliaccio_3.idxmax()
freq_m3
```

Out[485]: E 85096.3583
dtype: float64

Frequència de ressonància: Diòxid de titani (TiO ₂)	
Dada obtinguda	$\nu_{TiO_2\ 50\ nm} = 85,096358\ kHz$
Quocient entre $\nu_{TiO_2\ 50\ nm}^2$ i $\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2$	$\frac{\nu_{TiO_2\ 50\ nm}^2}{\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2} = \frac{7241,390145}{4583,471289} = 1,579892$

13.2.4. Diòxid d'hafni (HfO₂)HfO₂

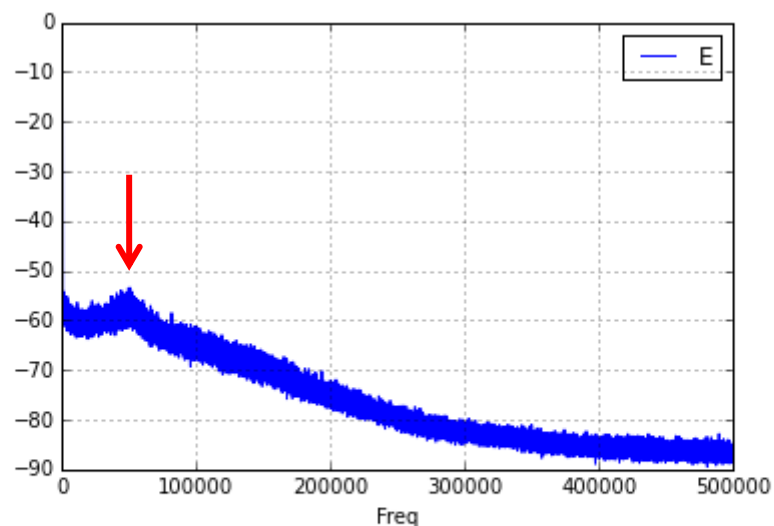
```
In [488]: HfO2_10Mhz_frequency_40mbar = pd.read_csv('HfO2_10Mhz_ ...
          _frequency_40mbar.csv', index_col=0, names=['Freq', 'E'])
```

```
In [489]: HfO2_10Mhz_frequency_40mbar.head()
```

```
Out[489]:
```

	E
Freq	
0.0000	-5.2616
9.5367	-7.6080
19.0735	-31.4458
28.6102	-39.2659
38.1470	-41.9156

```
In [490]: graf_HfO2_10Mhz_frequency_40mbar = HfO2_10Mhz_frequency_
          ... _40mbar.plot()
```

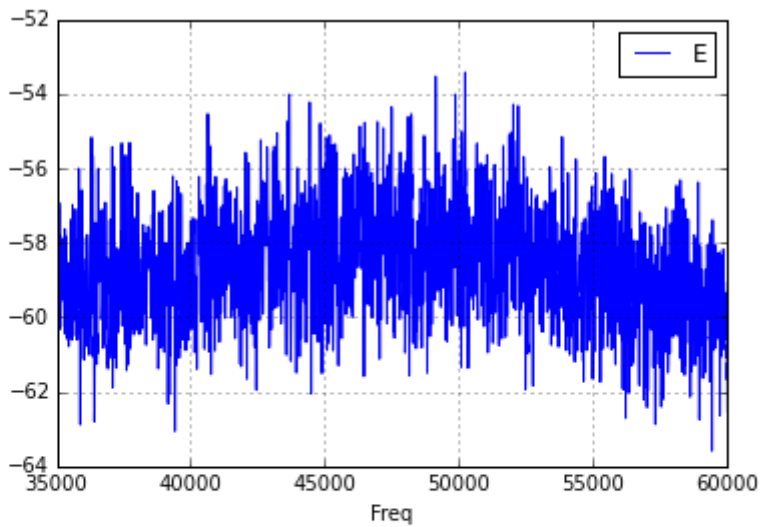


```
In [491]: ampliaccio_4 = HfO2_10Mhz_frequency_40mbar.loc[35000:60000]
          ampliaccio_4.head()
```

Out[491]:

	E
Freq	
35009.3837	-60.0086
35018.9205	-58.8596
35028.4572	-58.5659
35037.9940	-58.8919
35047.5307	-60.1732

```
In [492]: graf_ampliat = ampliaccio_4.plot()
```



```
In [493]: freq_m4 = ampliaccio_4.idxmax()
           freq_m4
```

Out[493]: E 50220.4889
dtype: float64

Freqüència de ressonància: Diòxid d'hafni (HfO ₂)	
Dada obtinguda	$\nu_{HfO_2\ 35,25\ nm} = 50,220489\ kHz$
Quocient entre $\nu_{HfO_2\ 35,25\ nm}^2$ i $\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2$	$\frac{\nu_{HfO_2\ 35,25\ nm}^2}{\nu_{SiO_2\ 73,5\ nm}^2} = \frac{2522,097515}{4583,471289} = 0,550259$

13.3. Constant elàstica (k)

13.3.1. Diòxid de silici (SiO_2)

SiO₂ (k)

```
In [470]: radi_1 = 73.5e-9
densitat_1 = 2.4
m_1 = 4.0/3 * np.pi * radi_1**3 * densitat_1
```

```
In [471]: k_1 = 4 * np.pi**2 * m_1 * freq_m1**2
k_1
```

```
Out[471]: E 7.222975e-10
dtype: float64
```

Constant elàstica: Diòxid de silici (SiO_2)	
Dada obtinguda	$k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}} = 7,222975 \cdot 10^{-10} \text{ N/m}$
Quocient entre $k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}$ i $k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}$	$\frac{k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}}{k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}} = \frac{7,222975 \cdot 10^{-10}}{7,222975 \cdot 10^{-10}} = 1$

13.3.2. Òxid d'alumini (Al_2O_3)

Al₂O₃ (k)

```
In [478]: radi_2 = 67.5e-9
densitat_2 = 3.69
m_2 = 4.0/3 * np.pi * radi_2**3 * densitat_2
```

```
In [479]: k_2 = 4 * np.pi**2 * m_2 * freq_m2**2
k_2
```

```
Out[479]: E 1.306182e-09
dtype: float64
```

Constant elàstica: Òxid d'alumini (Al_2O_3)	
Dada obtinguda	$k_{\text{Al}_2\text{O}_3, 67,5 \text{ nm}} = 1,306182 \cdot 10^{-9} \text{ N/m}$
Quocient entre $k_{\text{Al}_2\text{O}_3, 67,5 \text{ nm}}$ i $k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}$	$\frac{k_{\text{Al}_2\text{O}_3, 67,5 \text{ nm}}}{k_{\text{SiO}_2, 73,5 \text{ nm}}} = \frac{1,306182 \cdot 10^{-9}}{7,222975 \cdot 10^{-10}} = 1,808371$

13.3.3. Diòxid de titani (TiO₂)TiO₂ (k)

```
In [486]: radi_3 = 50.0e-9
densitat_3 = 3.9
m_3 = 4.0/3 * np.pi * radi_3**3 * densitat_3
```

```
In [487]: k_3 = 4 * np.pi**2 * m_3 * freq_m3**2
k_3
```

```
Out[487]: E 5.837742e-10
dtype: float64
```

Constant elàstica: Diòxid de titani (TiO ₂)	
Dada obtinguda	$k_{TiO_2\ 50\ nm} = 5,837742 \cdot 10^{-10}\ N/m$
Quocient entre $k_{TiO_2\ 50\ nm}$ i $k_{SiO_2\ 73,5\ nm}$	$\frac{k_{TiO_2\ 50\ nm}}{k_{SiO_2\ 73,5\ nm}} = \frac{5,837742 \cdot 10^{-10}}{7,222975 \cdot 10^{-10}} = 0,808218$

13.3.4. Diòxid d'hafni (HfO₂)HfO₂ (k)

```
In [494]: radi_4 = 35.25e-9
densitat_4 = 9.7
m_4 = 2**3 * radi_4**3 * densitat_4
```

```
In [495]: k_4 = 4 * np.pi**2 * m_4 * freq_m4**2
k_4
```

```
Out[495]: E 3.384236e-10
dtype: float64
```

Constant elàstica: Diòxid d'hafni (HfO ₂)	
Dada obtinguda	$k_{HfO_2\ 35,25\ nm} = 3,384236 \cdot 10^{-10}\ N/m$
Quocient entre $k_{HfO_2\ 35,25\ nm}$ i $k_{SiO_2\ 73,5\ nm}$	$\frac{k_{HfO_2\ 35,25\ nm}}{k_{SiO_2\ 73,5\ nm}} = \frac{3,384236 \cdot 10^{-10}}{7,222975 \cdot 10^{-10}} = 0,468538$

14. Annex II: Pòster científic

Llum, pinces òptiques... acció.

Captura òptica i estudi de les propietats de nanopartícules de quatre materials.

Cinta Gomis López

<https://sites.google.com/site/pincsoptiques/>

Introducció

Aprofitant les propietats dels làsers, les **pinces òptiques** tenen la capacitat de moure objectes microscòpics sense tocar-los físicament. Mitjançant la llum generen forces que permeten subjectar i manipular cossos com ara partícules col·loïdals i cèl·lules vives.



Quan es treballa amb pinces òptiques, el material més utilitzat és el diòxid de silici (SiO_2). Ara bé, existeixen materials que presentin característiques més òptimes per ser atrapat? La **hipòtesi** defensa que és possible atrapar partícules de mida comparable d'altres materials i que, en determinades condicions, certs cossos oferiran millors prestacions que el SiO_2 .

Aquesta investigació pretén estudiar les propietats de nanopartícules de materials diferents centrant-se en tres aspectes: la **polaritzabilitat** a partir de la permissivitat (tendència a polaritzar-se), que permet entendre les interaccions entre el cos i un camp elèctric, la seva **freqüència de ressonància** (màxima oscil·lació), ja que la partícula és un oscil·lador harmònic, i la **constant elàstica**, relacionada amb la força restauradora que manté l'objecte atrapat.

Materials i mètodes (I)

En la investigació prenen part partícules de quatre materials diferents: diòxid de silici de 73,5nm de radi, òxid d'alumini (Al_2O_3) de 67,5nm de radi, diòxid de titani (TiO_2) de 50nm de radi i diòxid d'hafni (HfO_2) amb un radi oscil·lant considerat de 35,25nm.

L'estudi de la **polaritzabilitat** es duu a terme a partir de la següent fórmula teòrica:

$$\alpha = 3V\epsilon_0 \frac{(\epsilon_p - \epsilon_m)}{(2\epsilon_m + \epsilon_p)} \rightarrow \alpha = 3V \frac{4\pi}{9 \cdot 10^9} \frac{(n^2 - 1)}{(2 + n^2)}$$

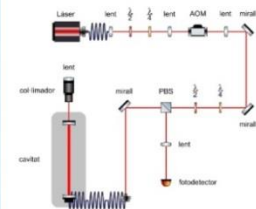
on V és el volum de la partícula, ϵ_0 és la permissivitat dielectrica del buit, ϵ_m es correspon a la permissivitat relativa del medi i ϵ_p és la permissivitat relativa de la partícula, relacionada amb l'índex de refracció (n).

Bibliografia

Ashkin, A. (1970). Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. Phys. Rev. Lett. 24, 156-159 / Padgett, M. J., Molloy, J. E. (2002). Lights, action: optical tweezers. / Padgett, M. J., Molloy, J. E., McGloin, D. (2010) Optical Tweezers: Methods and Applications, Taylor and Francis Group. / Mensa-Kwao, S., Tymofeyeva, E., (2009) Optical Tweezers: The Power of Light. / Petrov, D. (2011) Lecture: Advanced Experimental Techniques in Biology.

Materials i mètodes (II)

La freqüència i la constant elàstica s'obtenen de manera experimental emprant el següent sistema:

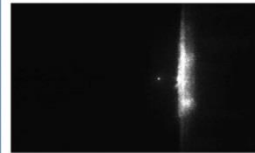


Per a la introducció la cavitat, les nanopartícules en pols es preparen en suspensió col·loïdal, es soniquen i es dilueixen en etanol. Dins de la cavitat hi ha una càmera que permet apreciar a simple vista la captura de la partícula. Els monitors connectats al fotodetector processen els gràfics que dibuixen el **senyal de les oscil·lacions** de la nanopartícula atrapada i el seu **espectre de freqüències**, és a dir, quanta energia té la partícula a cada oscil·lació.

Així, es tracta d'obtenir tres valors diferents per a cadascun dels materials, tots tres proporcionals: el primer es correspon a la polaritzabilitat (α), el segon s'obté observant la freqüència de ressonància (ν) en la màxima oscil·lació del cos i el darrer, la constant elàstica (k), s'obté veient que: $k = 4\pi^2 m \nu^2$.

Finalment, els tres paràmetres es tabulen prenent com a referència els valors de la partícula de SiO_2 de 73,5nm de radi.

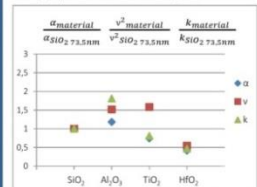
Resultats



La captura òptica ha estat possible per a tots els materials. A la imatge, una nanopartícula de SiO_2 .

	α [Cm^2/V]	ν [kHz]	k [N/m]
SiO_2	$1,87479 \cdot 10^{-30}$	67,70134	$7,22298 \cdot 10^{-10}$
Al_2O_3	$2,21191 \cdot 10^{-30}$	83,42743	$1,30618 \cdot 10^{-9}$
TiO_2	$1,38987 \cdot 10^{-30}$	85,09636	$5,83774 \cdot 10^{-10}$
HfO_2	$7,73573 \cdot 10^{-31}$	50,22049	$3,38424 \cdot 10^{-10}$

Una vegada interpretats els gràfics i realitzats els càlculs, aquests són els valors obtinguts.



Prenent com a referència el SiO_2 , els resultats s'han escalat per observar el rendiment de l'experiència.

Conclusions

Definitivament, la hipòtesi es confirma: és possible atrapar nanopartícules de materials diferents de SiO_2 i de mida comparable i, a més, els altres materials poden resultar més interessants a l'hora de treballar amb les pinces òptiques. Valors majors per als paràmetres estudiats es tradueixen en més estabilitat a la cavitat.

- Les nanopartícules d' Al_2O_3 , de TiO_2 i, especialment, de HfO_2 tenen una polaritzabilitat major que les de SiO_2 .
 - La freqüència del SiO_2 no és la que ofereix un valor màxim més elevat. De fet, el TiO_2 la supera amb escreix.
 - La constant elàstica del material més utilitzat tampoc és la més gran. L' Al_2O_3 presenta una k força superior.
- Tot això ens porta a determinar que, en principi, les partícules de SiO_2 no haurien de ser les més estables una vegada capturades. Ara bé, el fet que la majoria d'experiments es desenvolupin amb SiO_2 és deu a que aquest material és l'únic que realment permet obtenir partícules esfèriques i projecta el senyal de millor a qualitat.

En relacionar els paràmetres estudiats s'aprecien algunes variacions. Aquestes poden ser conseqüència d'irregularitats en la forma de les partícules, d'impureses en els materials, del fet que el TiO_2 pot presentar dues estructures cristal·lines i de la dispersió en la mida en el cas del HfO_2 . Per a obtenir uns resultats més ajustats a la realitat, caldria realitzar múltiples rèpliques de l'experiment amb un ampli ventall de mides per a cada material.

Per poder aprofitar les característiques que ofereixen els altres materials, es requereix aconseguir mostres més pures i de forma totalment regular, és a dir, perfeccionar el disseny de les nanopartícules. Això permetria, per exemple, treballar amb làsers d'intensitats menors o assolir una major estabilitat dins la cavitat.

Agraïments

He tingut el luxe de desenvolupar l'experiment a les instal·lacions de l'ICFO. Vull agrair al Pau Mestres tot el seu ajut i el suport del José Luis Touron, el meu tutor.



Per veure el pòster, visiteu <https://sites.google.com/site/pincsoptiques/>.