



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Βελτιστοποίηση των Δυνάμεων Οπτικής Παγίδευσης με χρήση  
μικρο-δομημένων υποστρωμάτων**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΝΕΣΤΩΡΑΣ ΚΡΟΜΜΥΔΑΣ**

Επιβλέπων καθηγητής: Γεώργιος Ν. Τσιγαρίδας

Επίκουρος Καθηγητής

ΑΘΗΝΑ, ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2018



**Βελτιστοποίηση των Δυνάμεων Οπτικής Παγίδευσης με χρήση  
μικρο-δομημένων υποστρωμάτων**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΝΕΣΤΩΡΑΣ ΚΡΟΜΜΥΔΑΣ**

Email: neskrom@hotmail.com

Επιβλέπων καθηγητής:

Γ. Ν. Τσιγαρίδας, Επίκουρος Καθηγητής

Εξεταστική Επιτροπή:

Α. Γεωργακίλας, Αναπληρωτής Καθηγητής

Β. Γιαννόπαπας, Αναπληρωτής Καθηγητής

Ημερομηνία εξέτασης: 28/09/2018



## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Πριν προχωρήσω στην παρουσίαση της εργασίας, θα ήθελα να ευχαριστήσω αρχικά, τον καθηγητή κ. Ανδρέα Μπουντουβή, της Σχολής Χημικών Μηχανικών, ΕΜΠ για την άδεια πρόσβασης στο σύστημα της σχολής τους που μου παρείχε, με σκοπό την χρησιμοποίηση του προγράμματος COMSOL Multiphysics. Ευχαριστώ, επίσης, τον υποψήφιο διδάκτορα Γεώργιο Γάκη για τις συμβουλές του σχετικά με τις προσομοιώσεις. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, κ. Γεώργιο Τσιγαρίδα, για την πολύτιμη καθοδήγησή του σχετικά με την εισαγωγή μου στο λογισμικό COMSOL Multiphysics, τη φυσική του φαινομένου της οπτικής παγίδευσης καθώς και για το κλίμα συνεργασίας που δημιουργούσε στην ομάδα.



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η οπτική παγίδευση αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο με πολλές εφαρμογές σε τομείς όπως η ιατρική, η βιολογία, η μικροηλεκτρονική, ακόμα και η βιομηχανία. Το φαινόμενο της οπτικής παγίδευσης βασίζεται σε φαινόμενα πίεσης ακτινοβολίας και αποτελεί την ακινητοποίηση ενός σωματιδίου της τάξης των νανομέτρων (nm), όταν αυτό βρεθεί υπό την επίδραση μιας φωτεινής δέσμης. Σε αρκετούς τομείς της έρευνας και της βιομηχανίας μια ισχυρή οπτική παγίδα είναι ένα ζήτημα ζωτικής σημασίας. Επομένως κρίνεται ως επιτακτική ανάγκη η βελτιστοποίηση των δυνάμεων της οπτικής παγίδευσης.

Σ' αυτήν τη διπλωματική εργασία έγινε προσπάθεια, μέσω υπολογιστικών προσομοιώσεων, να προσδιοριστεί εκείνη η οπτική παγίδα στην οποία μεγιστοποιούνται οι δυνάμεις παγίδευσης με τη χρήση μικρο-δομημένων υποστρωμάτων. Μεταβάλλοντας κάποιες παραμέτρους της παγίδας (γεωμετρία του υποστρώματος, μήκος κύματος δέσμης laser, πόλωση δέσμης laser, κλπ.), μπορούμε να εντοπίσουμε την βέλτιστη οπτική παγίδα. Αρχικά, έγινε μια σύντομη αναφορά στην οπτική παγίδευση (Κεφάλαιο 1) θέτοντας τις βάσεις για την κατανόηση των φαινομένων και των εννοιών που θα ακολουθήσουν σε επόμενα κεφάλαια. Το Κεφάλαιο 2 αναλύει περιληπτικά τη βασική διάταξη της οπτικής παγίδευσης και τους πειραματικούς τρόπους υπολογισμού των οπτικών δυνάμεων. Τέλος, στο Κεφάλαιο 3 παρατίθενται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων και εξάγονται τα συμπεράσματα για το ποιες είναι οι βέλτιστες-ισχυρότερες οπτικές παγίδες κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες.

Η διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στον Τομέα Φυσικής, της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, με επιβλέποντα καθηγητή τον Επίκουρο Καθηγητή του Τομέα Φυσικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, κ. Γεώργιο Τσιγαρίδα.

## **ABSTRACT**

Optical tweezers are important tools which find many applications in areas such as medicine, biology, microelectronics and even industry. The phenomenon of optical trapping is based on phenomena of pressure of radiation and it constitutes of the immobilization of a particle, with size in the order of nanometers (nm), when this particle is situated under the influence of a laser beam. A strong trap in fields of research and industry is a significant subject. Therefore, optimization of the optical trapping forces is considered to be an urgent issue.

In this thesis, we tried to determine, using computational simulations, in which optical trap the trapping forces are maximized using micro-structured substrates. Changing some parameters of trap (geometry of substrate, wavelength of laser beam, polarization of laser light, etc.), we can locate the optimum optical trap. Firstly, we made a short reference to the phenomena of optical tweezer (Chapter 1), explaining the phenomena and the meanings that are used, in the following chapters. Chapter 2 analyzes in summary the basic setup of optical tweezers and the methods of measuring optical forces experimentally. Finally, in Chapter 3 the results of simulations are presented and the conclusions are drawn on what are the optimum-strongest optical traps under specific circumstances.

The thesis was done in Physics Department of the School of Applied Mathematics and Physical Sciences at the National Technical University of Athens (NTUA), with supervisor professor the Assistant Professor of Physics Department Mr. Georgios Tsigaridas.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>Ευχαριστίες</b>	<b>5</b>
<b>Περίληψη/Abstract</b>	<b>7</b>
<b>Περιεχόμενα</b>	<b>9</b>
<b>1 Το Φαινόμενο της Οπτικής Παγίδευσης.....</b>	<b>10</b>
1.1 Ορισμός της Οπτικής Παγίδευσης.....	10
1.2 Ιστορία της Οπτικής Παγίδευσης.....	10
1.3 Φυσικές Αρχές της Οπτικής Παγίδευσης .....	15
1.3.1 Πίεση Ακτινοβολίας .....	15
1.3.2 Είδη και ανάλυση Οπτικών Δυνάμεων.....	17
1.3.3 Ο Ρόλος του Μεγέθους του Σωματιδίου στην Οπτική Παγίδευση.....	21
1.4 Εφαρμογές της Οπτικής Παγίδευσης.....	26
<b>2 Πειραματικές Διατάξεις Οπτικής Παγίδευσης και Μέθοδοι Υπολογισμού των Οπτικών Δυνάμεων .....</b>	<b>30</b>
2.1 Διάταξη Οπτικής Παγίδευσης.....	30
2.2 Μέθοδοι υπολογισμού Οπτικών Δυνάμεων.....	37
<b>3 Βελτιστοποίηση Διατάξεων Οπτικής Παγίδευσης με χρήση μικρο-δομημένων Υποστρωμάτων.....</b>	<b>44</b>
3.1 Οπτική Δύναμη και ο Τανυστής τάσεων του Maxwell (Maxwell's stress tensor) .....	44
3.2 Μοντελοποίηση Οπτικής Παγίδευσης.....	48
3.3 Αποτελέσματα και Συμπεράσματα .....	51
3.3.1 Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανοσύρματα τετραγωνικής και ορθογωνικής διατομής με δέσμη laser στα 1064nm .....	51
3.3.2 Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανοσύρματα ισόπλευρης και ισοσκελούς τριγωνικής διατομής με δέσμη laser στα 1064nm .....	81
3.3.3 Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανοσύρματα τετραγωνικής και ισόπλευρης τριγωνικής διατομής με δέσμη laser στα 800nm .....	108
3.3.4 Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων .....	111
3.4 Γενικά συμπεράσματα – Δυνατότητες για μελλοντική επέκταση .....	114
<b>Βιβλιογραφικές Αναφορές</b>	<b>116</b>

# 1. ΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΗΣ ΟΠΤΙΚΗΣ ΠΑΓΙΔΕΥΣΗΣ

## 1.1. Ορισμός της Οπτικής Παγίδευσης

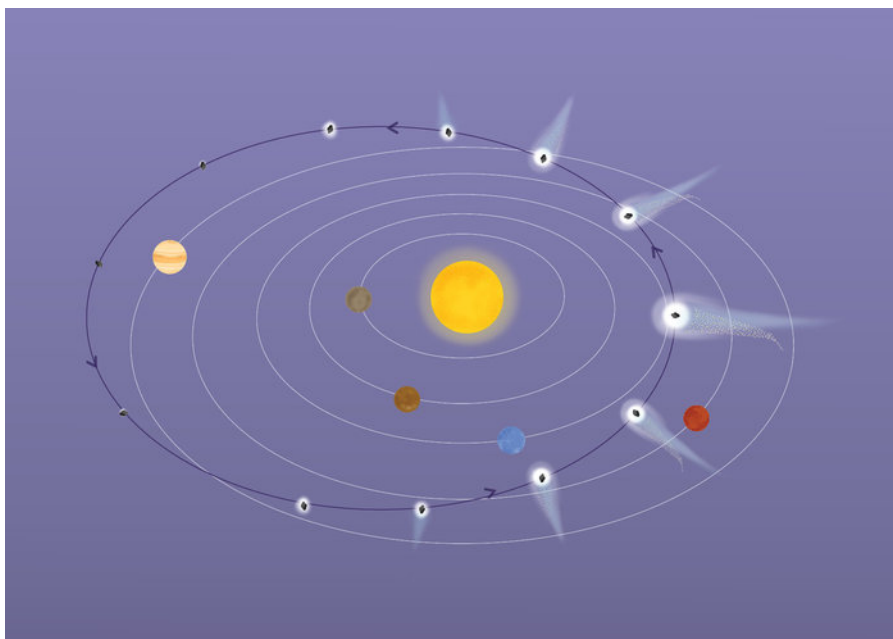
Οπτική παγίδευση ή οπτική λαβίδα (optical trapping ή optical tweezers στα αγγλικά, αντίστοιχα) ονομάζεται η μη-επεμβατική τεχνική μικροχειρισμού ή ακόμα και ακινητοποίησης μικροσωματιδίων, με τη χρήση μίας ή περισσότερων πολύ καλά εστιασμένων δεσμών laser. Εξαιτίας του τρισδιάστατου πεδίου βαθμίδας του φωτός, ένα μικροσωματίδιο διαπερατό στο φως μπορεί να παγιδευτεί στα σημεία όπου η ένταση του πεδίου είναι πολύ υψηλή.

Το φυσικό φαινόμενο στο οποίο οφείλεται η οπτική παγίδευση είναι η πίεση της ακτινοβολίας κι ουσιαστικά η μεταβολή της πίεσης μετά από την πρόσπτωση της ακτινοβολίας στο μικροσωματίδιο. Η μεταβολή αυτή οδηγεί στην εμφάνιση οπτικών δυνάμεων σκέδασης και βαθμίδας. Οι δεύτερες είναι αυτές που ωθούν και συγκρατούν το μικροσωματίδιο προς το κέντρο της δέσμης. Οι δυνάμεις βαθμίδας είναι της τάξεως μερικών piconewtons ( $0,2 - 200\text{pN}$  για μικροσωματίδιο διαμέτρου  $1\mu\text{m}$ ), η ισχύς των οποίων αρκεί για να συγκρατήσει ένα μικροσωματίδιο. Επί της ουσίας, οι παραπάνω τιμές δεν αφορούν την απόλυτη τιμή αλλά τη μέγιστη τιμή της συνισταμένης των δυνάμεων βαθμίδας από το κέντρο ισορροπίας, δηλαδή το κέντρο της ακτίνας. Η διάμετρος των σωματιδίων μπορεί να είναι από μερικές δεκάδες nm έως μερικές δεκάδες  $\mu\text{m}$ , ανάλογα το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, την ισχύ του laser καθώς και άλλων παραγόντων.

## 1.2. Ιστορία της Οπτικής Παγίδευσης

Η τεχνική της οπτικής παγίδευσης και το φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας είναι τομείς που έχουν απασχολήσει την επιστημονική κοινότητα αρκετά χρόνια πριν. Συγκεκριμένα, το φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας, δηλαδή ότι το φως μεταφέρει ορμή με αποτέλεσμα να είναι ικανό ν' ασκήσει δυνάμεις σ' ένα αντικείμενο με ουδέτερο φορτίο, ειπώθηκε πρώτη φορά από τον Johannes Kepler το 1619. Ο Kepler μίλησε για την πίεση της ακτινοβολίας στην προσπάθειά του να εξηγήσει γιατί οι ουρές των κομητών που αναπτύσσονται κυρίως όταν πλησιάζουν τον Ήλιο διευθύνονται πάντα αντίθετα με αυτόν

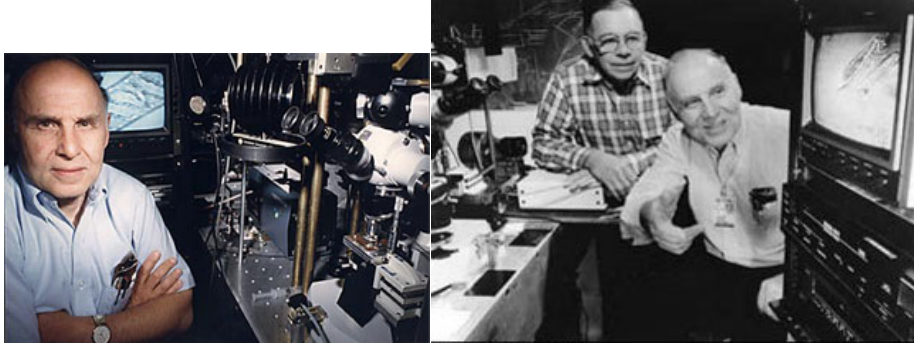
(Σχήμα 1.1). Βέβαια, ένας επιπλέον λόγος που απομακρύνει τα σωματίδια που αποτελούν την ουρά των κομητών είναι ο ηλιακός άνεμος, δηλαδή η σωματιδιακή ακτινοβολία του Ηλίου. Ο ισχυρισμός ότι το φως, δηλαδή η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, έχει ορμή με αποτέλεσμα ν' ασκεί πίεση επάνω σε κάθε επιφάνεια που εκτίθεται σε αυτό, δόθηκε στη δημοσιότητα από τον James Clerk Maxwell το 1862<sup>[1]</sup>, ενώ αποδείχτηκε πειραματικά από τον Ρώσο φυσικό Pyotr Lebedev το 1900.



Σχήμα 1.1 Η κίνηση ενός κομήτη γύρω από τον Ήλιο και η φορά της ουράς του σε κάθε σημείο της τροχιάς. Παρατηρούμε ότι ενώ η ουρά θα έπρεπε ν' ακολουθεί την κίνηση του κομήτη, ωστόσο λόγω της ύπαρξης του Ηλίου ακολουθεί εντελώς αντίθετη φορά. Αξίζει επίσης να παρατηρηθεί ότι η ουρά αποτελείται από σωματίδια σε αέρια κατάσταση κι από πιο βαριά σωματίδια που δημιουργούν την «σκόνη». Τα πιο βαριά επηρεάζονται λιγότερο, όπως θα ήταν κι αναμενόμενο. (www.esa.int, “Comet’s Orbit”)

Πέρασαν αρκετά χρόνια κι αφού προηγήθηκε η ανακάλυψη του laser, η πίεση της ακτινοβολίας, μέσω της τεχνικής της οπτικής παγίδευσης, έκανε την εμφάνισή της στο χώρο του μικρόκοσμου. Όπως αναφέραμε και προηγουμένως η ακτινοβολία του laser μπορεί να επιδράσει με αυτόν τον τρόπο σε σωματίδια ηλεκτρικά ουδέτερα με διαστάσεις από μερικά μμ έως μόρια ή/και άτομα, ακόμα. Η ιδέα της δημιουργίας της οπτικής παγίδευσης με τη χρήση laser διατυπώθηκε πρώτη φορά από τον Arthur Ashkin (Σχήμα 1.2) το 1970, ο οποίος κατάφερε να παγιδεύσει μικροσφαίρες πυριτίας (silica) αφού κατάφερε να οδηγήσει την δέσμη του laser μέσα από ένα οπτικό μικροσκόπιο. Στη συνέχεια, μαζί με τους συνεργάτες του, προχώρησε τα πειράματα παγιδεύοντας μικροσωματίδια σε αέρια και υγρά, χρησιμοποιώντας μία διάταξη από δύο δέσμες laser συνεχούς λειτουργίας τοποθετημένες

αντιδιαμετρικά<sup>[2, 3, 4]</sup>. Ο πλήρης επιστημονικός όρος για την οπτική παγίδευση είναι οπτική παγίδα δύναμης βαθμίδας μονής δέσμης κι οφείλεται στα πρώτα πειράματα που είχε κάνει ο A. Ashkin κι οι συνεργάτες του<sup>[5]</sup>.



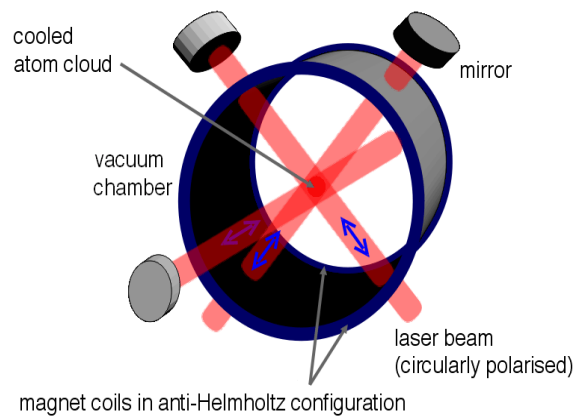
Σχήματα 1.2 & 1.3 (Αριστερά) Ο A. Ashkin και (δεξιά) ο A. Ashkin μαζί με τον J. M. Dziedzic που παρουσιάζουν την οπτική παγίδευση ζωντανών οργανισμών (American Institute of Physics).

Ο κύριος στόχος τους ήταν να μπορέσουν να χρησιμοποιήσουν την οπτική παγίδευση σε βιολογικά δείγματα, όπως κύτταρα και μικροοργανισμούς χωρίς να προκαλούνται βλάβες στο υλικό<sup>[6]</sup>. Αυτός είναι ο κύριος λόγος που αυτή η τεχνική χρησιμοποιείται ευρέως στο χώρο της βιοτεχνολογίας, αφού δεν υπάρχει φυσική επαφή με αποτέλεσμα το δείγμα να παραμένει σε αποστειρωμένο περιβάλλον. Έναν χρόνο μετά, το 1987, ο A. Ashkin μαζί με τον J. M. Dziedzic (Σχήμα 1.3) κατάφεραν να παγιδεύσουν ιούς και βακτήρια, δημιουργώντας οπτική παγίδευση με laser ιόντων Αργού  $Ar^+$ <sup>[7]</sup>.

Εκείνη την περίοδο, ο S. Chu, ένας από τους συνεργάτες του A. Ashkin, μαζί με τη δική του επιστημονική ομάδα κατασκεύασαν μία διάταξη με 6 δέσμες, τοποθετημένες ανά ζεύγος αντιδιαμετρικά. Ο στόχος τους ήταν η παγίδευση ατόμων σε τρεις διαστάσεις με αποτέλεσμα την επιβράδυνσή τους, άρα και ψύξη της αέριας κατάστασης στην οποία βρίσκονταν τα άτομα. Η ονομασία που δόθηκε σ' αυτήν την τεχνική ήταν "Doppler cooling" ή μπορεί κανείς να τη βρει με τη συνώνυμη ονομασία "Laser cooling", αν και η δεύτερη αναφέρεται και σε άλλες καταστάσεις (Σχήμα 1.4)<sup>[8]</sup>. Παρ' ότι η τεχνική της τρισδιάστατης παγίδευσης είχε περιγραφεί μία δεκαετία νωρίτερα (1975) από δύο διαφορετικές ομάδες σχεδόν ταυτόχρονα, τον D. J. Wineland μαζί με τον H. G. Dehmelt<sup>[9]</sup> και τον T. W. Hänsch μαζί με τον A. L. Schawlow<sup>[10]</sup>, τελικά οι S. Chu, C. Cohen-Tannoudji και W. Phillips (Σχήμα 1.5) έλαβαν το βραβείο Nobel Φυσικής, το 1997, λόγω του επιτυχημένου αποτελέσματος της «Ανάπτυξης μεθόδων επιβράδυνσης και παγίδευσης ατόμων με δέσμη laser»<sup>[11]</sup>.

Στην προηγούμενη τεχνική το μόνο πρόβλημα που υπήρχε, ήταν η αστάθεια του

συστήματος κι αυτό διότι η παγίδα δεν ήταν τόσο ισχυρή ώστε να συγκρατεί τα άτομα για αρκετή ώρα. Η εξέλιξη αυτής της τεχνικής πραγματοποιήθηκε από μία άλλη ομάδα το 1987. Η διαφοροποίηση ήταν η προσθήκη δύο πηνίων με σκοπό την εμφάνιση μαγνητικού πεδίου με φορά αντίθετη απ' αυτήν της βαρύτητας, κάνοντας την παγίδα πιο ισχυρή<sup>[12]</sup>.



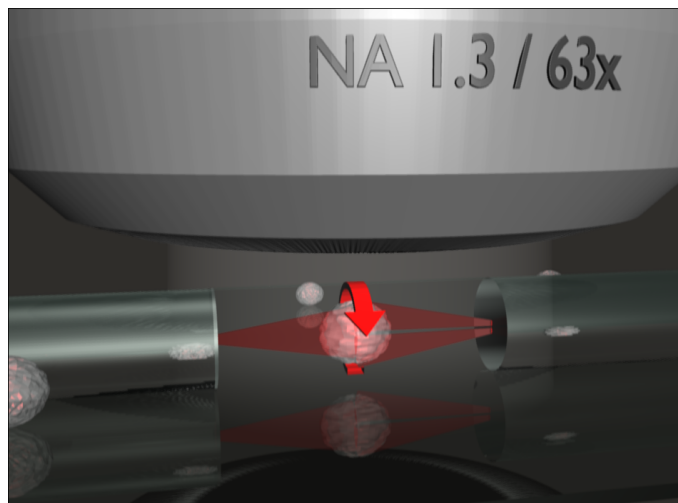
Σχήμα 1.4 Σχηματικό διάγραμμα της διάταξης των 6 αντιδιαμετρικών δεσμών laser, για την παγίδευση ατόμων σε αέρια κατάσταση με σκοπό τη ψύξη τους. (Oder Zeichner, “An experimental setup of a magneto-optical trap”)



Σχήμα 1.5 (Από αριστερά) S. Chu, C. Cohen-Tannoudji και W. Phillips, βραβευμένοι με το βραβείο Nobel Φυσικής 1997.

Η εξέλιξη της τεχνολογίας της επιστήμης των υλικών βοήθησε πολύ στην ανάπτυξη νέων διατάξεων οπτικής παγίδευσης. Το 1993, ο A. Constable κι οι συνεργάτες του δημιούργησαν μία νέα διάταξη οπτικής παγίδευσης χρησιμοποιώντας μονότροπες οπτικές ίνες<sup>[13]</sup>. Οι δέσμες laser οδηγούνταν πλέον μέσω οπτικών ινών, κάτι που προσέδιδε περισσότερη ελευθερία που ήταν σημαντική, όπως η μετακίνηση του δείγματος για τροποποίηση, καθώς κι η αφαίρεση ή η προσθήκη διαφόρων οργάνων από τη διάταξη. Το 2008, ο M. Kreysing κι οι συνεργάτες του παρουσίασαν μία νέα διάταξη οπτικής παγίδευσης, η οποία χρησιμοποιούσε πάλι δύο οπτικές ίνες τοποθετημένες αντιδιαμετρικά

μόνο που σ' αυτήν την περίπτωση η μία εκ των δύο ινών ήταν πολύτροπη, εν αντιθέσει με το καθιερωμένο μοντέλο που χρησιμοποιούσε μόνο μονότροπες ίνες<sup>[14]</sup>. Το αποτέλεσμα αυτής της τροποποίησης ήταν η δυνατότητα περιστροφής των παγιδευμένων μικροσωματιδίων γύρω από τον άξονα που διαπερνά τις οπτικές ίνες (Σχήμα 1.6). Έτσι, επιτυγχάνονταν η μελέτη των μικροσωματιδίων χωρίς να χρειαστεί να περιστραφεί ολόκληρη η διάταξη. Το ίδιο, βέβαια, αποτέλεσμα είχαν επιτύχει ο H. He κι οι συνεργάτες του από το 1995 χωρίς όμως τη χρήση οπτικών ινών<sup>[15]</sup>. Χρησιμοποιώντας το κλασικό μοντέλο οπτικής παγίδευσης, αλλά τροποποιώντας τη δέσμη του laser ώστε να έχει μία οπή στο κέντρο, κατάφεραν να προκαλέσουν στα μικροσωματίδια να πραγματοποιούν ελικοειδή κίνηση στην κατεύθυνση του ολογράμματος (ολόγραμμα ονομάζονταν η τεχνική λόγω της 3-διάστατης παγίδευσης και κίνησης των παγιδευμένων σωματιδίων). Η δέσμη που δημιουργούσε αυτό το φαινόμενο ονομάστηκε “donut” και πήρε την ονομασία από το σχήμα της.



Σχήμα 1.6 Μία σχηματική απεικόνιση της διάταξης με τις οπτικές ίνες, κάτω από τον αντικειμενικό φακό, με την ικανότητα περιστροφής του παγιδευμένου σωματιδίου. (Katzeimsack72, “The Optical Cell Rotator is a fiber based laser trap that allows to hold and precisely orient living cells for tomographic microscopy”)

Το 2005, οι V. Garcés-Chávez, K. Dholakia και G. C. Spalding παρουσίασαν μία νέα διάταξη που μπορούσε να παγιδεύσει μαζικά μικροσωματίδια με περιοδικότητα και τα οποία απείχαν σταθερή απόσταση μεταξύ τους<sup>[16]</sup>. Η διάταξη αυτή ονομάστηκε «Οπτική παγίδευση χωρίς φακούς» και χρησιμοποιούσε ένα ημικυκλικό πρίσμα κι ένα οπτικό φράγμα Ronchi.

## 1.3. Φυσικές Αρχές της Οπτικής Παγίδευσης

### 1.3.1. Πίεση Ακτινοβολίας

Σε προηγούμενη ενότητα αναφερθήκαμε στο φυσικό φαινόμενο της πίεσης της ακτινοβολίας που συμβάλλει στη δημιουργία της οπτικής παγίδευσης. Για να μπορέσουμε να αναλύσουμε το φαινόμενο αυτό, αλλά και για να εξηγήσουμε στις επόμενες ενότητες τα είδη των οπτικών δυνάμεων που ασκούνται στο παγιδευμένο σωματίδιο, θα χρησιμοποιήσουμε μια περιγραφή με στοιχεία από τον κλασικό ηλεκτρομαγνητισμό και την κβαντομηχανική.

Η ακτινοβολία laser, που μας ενδιαφέρει στην μελέτη αυτή, δεν είναι τίποτε άλλο από ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Λόγω, του διττού χαρακτήρα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας μπορούμε να την εξετάσουμε είτε από την κυματική είτε από την σωματιδιακή της φύση, που δεν είναι άλλη από τα φωτόνια, τον φορέα της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης. Το φωτόνιο είναι το κβάντο της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κι η ενέργειά του δίνεται από την σχέση

$$E = h\nu = \hbar\omega \quad (1.1)$$

όπου  $h$  η σταθερά του Planck και  $\nu$  η συχνότητα του φωτονίου (η δεύτερη έκφραση είναι ισοδύναμη απλά έχει προστεθεί ο συντελεστής  $2\pi$  υποδηλώνοντας την κυκλική συχνότητα).

Κάθε φωτόνιο, όμως, γνωρίζουμε ότι έχει κι ορμή  $p$ . Η σχέση που συνδέει την ορμή του φωτονίου με την ενέργειά του είναι

$$E = pc \Rightarrow p = \frac{E}{c} \quad (1.2)$$

Η παραπάνω σχέση αφορά την ορμή των φωτονίων στο κενό. Εάν το μέσο στο οποίο διαδίδονται τα φωτόνια έχει δείκτη διάθλασης  $n$ , τότε η σχέση (1.2) τροποποιείται ως εξής

$$p = \frac{nE}{c} \quad (1.3)$$

διότι η ταχύτητα των φωτονίων εντός του συγκεκριμένου μέσου δεν είναι  $c$ , όπου  $c$  η ταχύτητα στο κενό, αλλά  $v = c/n$ .

Όταν μία δέσμη φωτονίων που ταξιδεύει εντός ενός μέσου με δείκτη διάθλασης  $n_1$  πέσει πάνω σε επιφάνεια με δείκτη διάθλασης  $n_2$  (όπου  $n_2 > n_1$ ), τότε ένα μέρος της δέσμης θ' ανακλαστεί κι ένα θα διέλθει. Σύμφωνα, με τις εξισώσεις Fresnel μπορούμε να

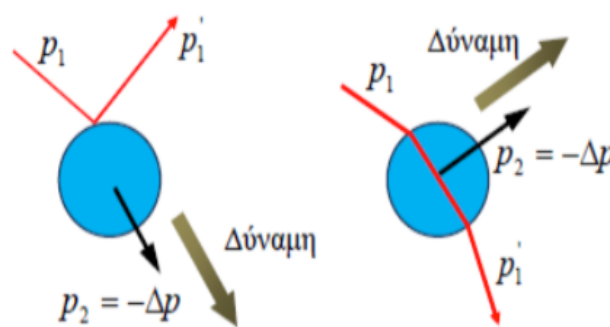
υπολογίσουμε τους συντελεστές ανάκλασης  $R$  και διάδοσης  $T$ . Εξαιρείται, το φαινόμενο κατά το οποίο για μία συγκεκριμένη γωνία πρόσπτωσης υπάρχει πλήρης διάθλαση και μηδενική ανάκλαση. Αυτό μπορεί να συμβεί όταν το φως είναι p-πολωμένο και για συγκεκριμένη γωνία η οποία διαφέρει ανάλογα με τους συντελεστές διάθλασης των εκάστοτε υλικών. Η γωνία αυτή ονομάζεται “γωνία Brewster”. Επίσης, εάν ισχύει  $n_1 > n_2$ , δηλαδή η δέσμη κατευθύνεται από ένα οπτικά πυκνότερο μέσο σ’ ένα πιο αραιό, τότε υπάρχει μία συγκεκριμένη γωνία, η τιμή της οποίας διαφέρει ανάλογα με τα υλικά, κατά την οποία η δέσμη ανακλάται πλήρως, είτε είναι p-πολωμένη είτε s-πολωμένη. Η γωνία αυτή καλείται κρίσιμη γωνία και το φαινόμενο “ολική εσωτερική ανάκλαση”.

Χρησιμοποιώντας τη σχέση (1.3) λέμε ότι η ορμή της προσπίπτουσας δέσμης είναι  $p = n_1 E / c$  κι αντίστοιχα της ανακλώμενης  $p_R = n_1 R E / c$  και της διαδιδόμενης  $p_T = n_1 (1 - R) E / c$ <sup>[17,3]</sup>. Λόγω της αρχής διατήρησης της ορμής, η ορμή θα πρέπει να διατηρείται πάνω στη διεπιφάνεια, άρα θα ισχύει

$$p = p_T - p_R \quad (1.4)$$

Επειδή, όμως, πάντοτε ένα ποσοστό της ενέργειας της προσπίπτουσας δέσμης απορροφάται από το υλικό μέσα στο οποίο η αρχική δέσμη θα διαδοθεί, ακόμα κι αν είναι πολύ μικρό, η σχέση (1.4) τροποποιείται σε

$$p = p_T - p_R + \Delta p \Rightarrow \Delta p = p + p_R - p_T \quad (1.5)$$



Σχήμα 1.7 Εφαρμογή οπτικών δυνάμεων σαν αποτέλεσμα της πίεσης ακτινοβολίας<sup>[18]</sup>.

Σύμφωνα με τον 2<sup>ο</sup> νόμο του Newton, η μεταβολή της ορμής  $\Delta p$  θα ασκήσει μία δύναμη  $F$  πάνω στην επιφάνεια, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση

$$F = \frac{\Delta p}{\Delta t} \quad (1.6)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη σχέση (1.3) η προηγούμενη σχέση μπορεί να γραφεί ως



$$F = \frac{n_1 \Delta E}{c \Delta t} \quad (1.7)$$

Γνωρίζοντας δε, ότι η ισχύς  $P = \Delta E / \Delta t$ , η σχέση (1.7) γράφεται ως

$$F = \frac{n_1 P_{abs}}{c} \quad (1.8)$$

όπου  $P_{abs}$  η ισχύς της δέσμης που απορροφήθηκε. Τροποποιώντας την σχέση (1.8) προσθέτοντας έναν συντελεστή  $Q$  που περιγράφει το ποσό της ορμής (ενέργειας) που απορροφήθηκε, η σχέση (1.8) μπορεί να γραφεί ως

$$F = \frac{n_1 Q P}{c} \quad (1.9)$$

όπου  $P$  η ισχύς της αρχικής δέσμης.

Ο συντελεστής ποιότητας  $Q$  είναι ένας πολύ σημαντικός παράγοντας διότι μέσω αυτού μπορούμε να κρίνουμε την απόδοση μίας οπτικής παγίδας. Στη βιβλιογραφία απαντάται ως “quality factor  $Q$ ” ή “effective quality factor of optical trap  $Q$ ”. Το  $Q$  παίρνει τιμές μικρότερες της μονάδας, με  $Q=1$  όταν έχουμε πλήρη απορρόφηση. Ειδικότερα για μικρά διηλεκτρικά και μεταλλικά σωματίδια, η τιμή του συντελεστή  $Q$  κυμαίνεται μεταξύ 0.03 και 0.1<sup>[19]</sup>.

Τέλος, διαιρώντας και τα δύο μέλη της σχέσης (1.9) με το εμβαδόν της επιφάνειας που προσπίπτει η δέσμη, έχουμε

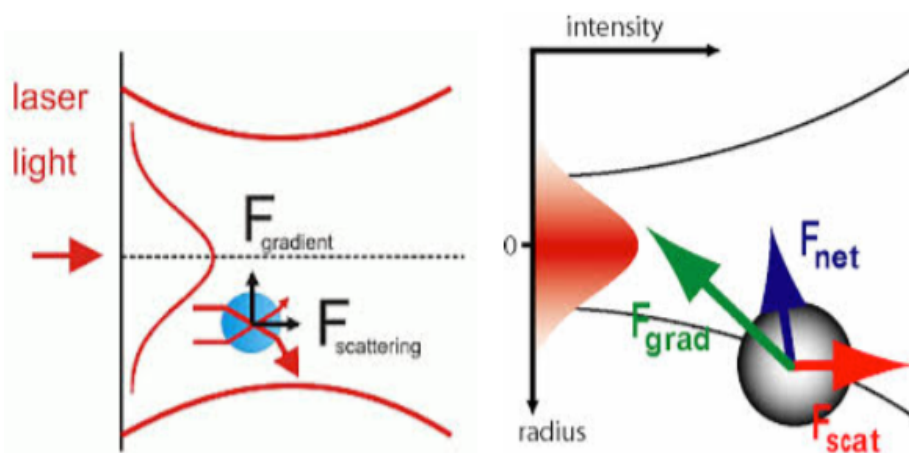
$$P_{press} = \frac{n_1 Q I}{c} \quad (1.10)$$

όπου  $P_{press}$  η πίεση της ακτινοβολίας πάνω στην επιφάνεια και  $I$  η ένταση της δέσμης, στη δική μας περίπτωση του laser.

### 1.3.2. Είδη και ανάλυση Οπτικών Δυνάμεων

Η οπτική δύναμη για να γίνει κατανοητή, μπορεί ν’ αναλυθεί σε δύο συνιστώσες: η μία να είναι παράλληλη στον άξονα διάδοσης του φωτός και η άλλη να είναι παράλληλη στη διεύθυνση της χωρικής βαθμίδας του φωτός, δηλαδή του ηλεκτρικού πεδίου. Η πρώτη αναφέρεται ως δύναμη σκέδασης κι η δεύτερη ως δύναμη βαθμίδας, όπως έχει καθιερωθεί από τους θεμελιωτές της οπτικής παγίδευσης<sup>[20, 21]</sup>. Φυσικά, δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι, ακόμα κι αν αναφερόμαστε σε δύο οπτικές δυνάμεις, η πηγή τους είναι μία και δεν είναι άλλη από

την πίεση της ακτινοβολίας (Σχήματα 1.8 & 1.9).



Σχήματα 1.8 & 1.9 Στο αριστερό σχήμα τα μαύρα βέλη μας δείχνουν τις κατευθύνσεις των δύο συνιστωσών της οπτικής δύναμης. Η  $F_{\text{scattering}}$  έχει κατεύθυνση όπως αυτή της δέσμης του laser, ενώ η  $F_{\text{gradient}}$  έχει κατεύθυνση προς τον κεντρικό άξονα διάδοσης της δέσμης του laser. Το δεξιό σχήμα μας δείχνει ότι η δύναμη βαθμίδας ουσιαστικά κατευθύνει το σωματίδιο προς το μέρος με την υψηλότερη πυκνότητα, ενώ η  $F_{\text{net}}$  είναι η συνισταμένη των δύο δυνάμεων, δηλαδή η συνολική οπτική δύναμη. (Web.stanford.edu, “Optical Tweezers Introduction” - Soft Matter Physics Division, University Leipzig, “The forces arising in the Rayleigh regime for such a tightly focused laser beam”)

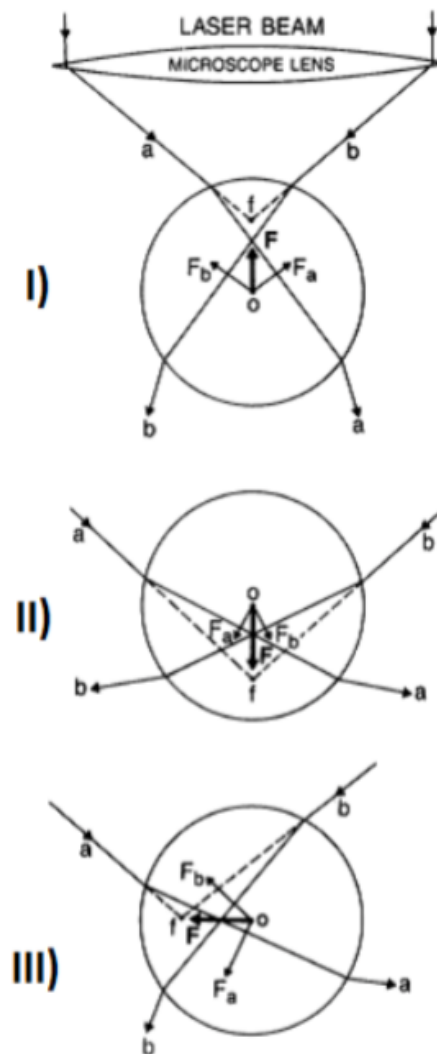
Η δύναμη σκέδασης έχει κατεύθυνση ίδια με εκείνη της φωτεινής δέσμης της ακτινοβολίας και μοιάζει σαν να σπρώχνει το σωματίδιο στην κατεύθυνση της διάδοσης του φωτός. Η προσπίπτουσα στο σωματίδιο ακτινοβολία, σκεδάζεται καθώς προσπίπτει σε κάποιο σωματίδιο, ενώ ένα μέρος της απορροφάται από το υλικό του σωματιδίου. Στην περίπτωση ισοτροπικού σκεδαστή, οι σκεδάσεις στο χώρο αλληλοαναιρούνται εκτός από εκείνες που υφίσταται στην κατεύθυνση της διάδοσης της φωτεινής ακτινοβολίας. Μια τέτοια ισοτροπική σκέδαση οδηγεί σε μια δύναμη σκέδασης η οποία είναι, στη γενική περίπτωση, μεγαλύτερη από οποιαδήποτε άλλη δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο.

Η δύναμη βαθμίδας δημιουργείται λόγω της έντονης βαθμίδας πεδίου που αναπτύσσεται σε μια περιοχή, κοντά στην εστία της δέσμης του laser. Κάθε ηλεκτρομαγνητικό κύμα, όπως είναι και το φως στη δική μας περίπτωση, δημιουργεί πόλωση σε κάθε υλικό το οποίο βρίσκεται μέσα σε αυτό<sup>[21]</sup>. Αυτή η πόλωση αλληλεπιδρά με το ανομοιογενές πεδίο στην εστία της δέσμης, με αποτέλεσμα να δημιουργείται και να ασκείται η δύναμη βαθμίδας στην επιφάνεια του σωματιδίου. Η κατεύθυνση αυτής της δύναμης είναι προς την εστία της δέσμης του laser, όταν ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου είναι μεγαλύτερος από εκείνον

του περιβάλλοντος υλικού. Σε αντίθετη περίπτωση, όταν δηλαδή ο δείκτης διάθλασης του σωματιδίου προς παγίδευση είναι μικρότερος από εκείνον του περιβάλλοντος, η δύναμη βαθμίδας έχει την τάση να οδηγεί το σωματίδιο που επιθυμούμε να παγιδεύσουμε, σε σημεία όπου η βαθμίδα του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι ασθενέστερη<sup>[22, 23]</sup>. Η δύναμη βαθμίδας είναι ανάλογη με την πολωσιμότητα και τη βαθμίδα της έντασης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, όπως φαίνεται και από τη σχέση που την ορίζει:

$$\vec{F}_{grad} = \frac{\alpha}{2} \nabla |\vec{E}|^2 \quad (1.11)$$

Η συγκεκριμένη σχέση ισχύει, όπως θα δούμε παρακάτω, για σωματίδια πολύ μικρότερα από το μήκος κύματος της δέσμης.



Σχήμα 1.10 Συνολικές δυνάμεις στην οπτική παγίδευση. I) Η εστία της δέσμης βρίσκεται πάνω από το κέντρο του σωματιδίου, με τη συνολική δύναμη να το τραβάει προς εκείνη την περιοχή. II) Η εστία της δέσμης

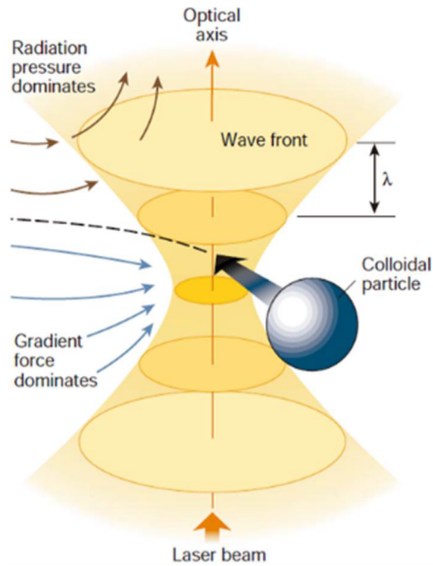
βρίσκεται κάτω από το κέντρο του διηλεκτρικού σωματιδίου ενώ III) η εστία βρίσκεται σε σημείο εκτός του κάθετου άξονα. Σε αυτή την τελευταία περίπτωση, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο της ακτινοβολίας του ασκεί μια δύναμη που το φέρνει πάλι στον άξονα της δέσμης<sup>[19]</sup>.

Ικανή και αναγκαία συνθήκη για να έχουμε μια σταθερή οπτική παγίδα είναι ότι η δύναμη βαθμίδας θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη κατά μέτρο από τη δύναμη σκέδασης. Με αυτό τον τρόπο, η δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο στη φορά της διεύθυνσης της δέσμης, δηλαδή η δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  υπερνικάται από τη δύναμη βαθμίδας  $F_{grad}$  που τραβά το σωματίδιο στην περιοχή της εστίας της δέσμης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το σωματίδιο να μένει σταθερό και ακινητοποιημένο στην εστία της δέσμης του laser. Στην περίπτωση που το σωματίδιο βρεθεί πάνω από την εστία της δέσμης, τότε τόσο η δύναμη σκέδασης όσο και η δύναμη βαθμίδας συμβάλλουν στην παγίδευση του σωματιδίου. Αν πάλι το σωματίδιο βρεθεί σε μια θέση κοντά στη φωτεινή δέσμη, αλλά όχι κατά μήκος του κεντρικού της άξονα, τότε η δύναμη βαθμίδας που θα ασκηθεί πάνω του θα είναι τέτοια που θα το τραβάει προς την εστία της δέσμης, φέρνοντάς το μέσα στον οπτικό άξονα της δέσμης του laser. Αυτή η συμπεριφορά προϋποθέτει ότι η δύναμη σκέδασης είναι μικρότερη από τη δύναμη βαθμίδας. Σε παλαιότερη μελέτη, υποστηρίζεται ότι με τη δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  μόνο, δεν μπορούμε να έχουμε οπτική παγίδευση<sup>[24]</sup>. Η δύναμη βαθμίδας συμπεριφέρεται σαν δύναμη επαναφοράς, όταν μετατοπίσουμε ένα ήδη παγιδευμένο σωματίδιο. Εάν μετακινήσουμε κάποιο σωματίδιο από το σταθερό σημείο παγίδευσης του και εφόσον η οπτική παγίδα είναι σταθερή, τότε η δύναμη βαθμίδας θα τείνει να το επαναφέρει στο σημείο παγίδευσης<sup>[25, 26, 27]</sup>. Η δύναμη επαναφοράς περιγράφεται από τη γνωστή σχέση:

$$\vec{F} = -k\vec{x} \quad (1.12)$$

όπου  $x$  η μετατόπιση του σωματιδίου μακριά από το σημείο παγίδευσης και  $k$  ο συντελεστής ακαμψίας της οπτικής παγίδας. Αυτός ο συντελεστής αποτελεί το μέτρο σύγκρισης μεταξύ των οπτικών παγίδων για τον προσδιορισμό της ισχύς τους.

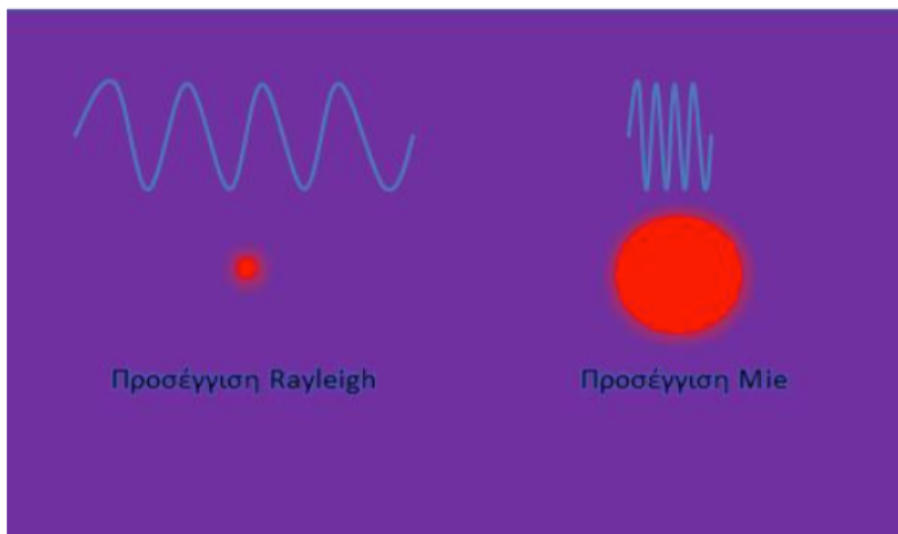
Για να ασκηθεί οποιαδήποτε δύναμη από την ακτινοβολία πάνω στο διηλεκτρικό σωματίδιο, θα πρέπει αυτό να βρίσκεται μέσα στα όρια της φωτεινής δέσμης, είτε εξ' ολοκλήρου μέσα σε αυτή είτε σε κάποια μικρή απόσταση από τον κεντρικό άξονα της δέσμης. Διαφορετικά δεν μπορεί να παγιδευτεί ή να μεταφερθεί στον άξονα της δέσμης, αφού καμία πίεση ακτινοβολίας δεν επιδρά πάνω του.



Σχήμα 1.11 Απεικόνιση παγίδευσης ενός διηλεκτρικού σωματιδίου<sup>[28]</sup>

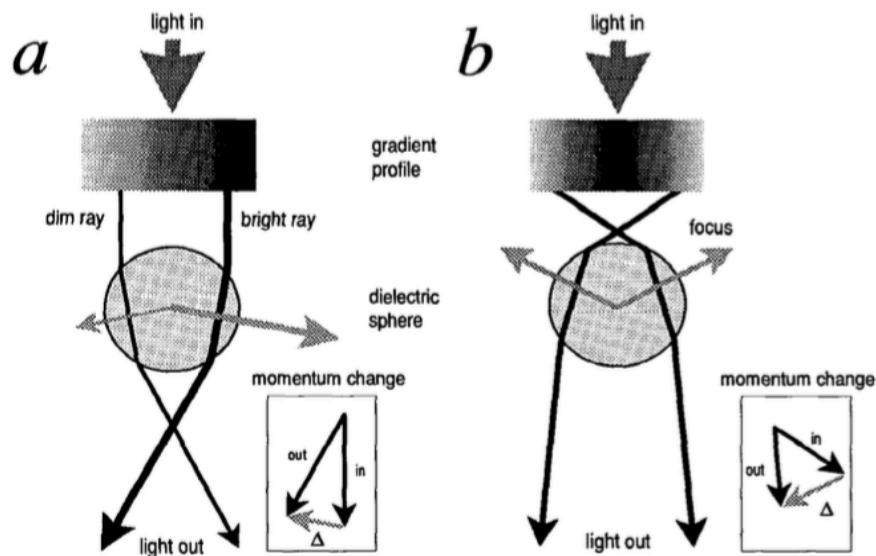
### 1.3.3. Ο Ρόλος του Μεγέθους του Σωματιδίου στην Οπτική Παγίδευση

Προκειμένου να υπολογίσουμε τις συνιστώσες της οπτικής δύναμης, δηλαδή τη δύναμη σκέδασης  $F_{scat}$  και τη δύναμη βαθμίδας  $F_{grad}$ , θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας κι άλλη μία παράμετρο. Η παράμετρος αυτή είναι η σχέση μεταξύ του μεγέθους του σωματιδίου στο οποίο προσπίπτει η δέσμη και του μήκους κύματος της προσπίπτουσας δέσμης. Σε αυτήν την περίπτωση, έχουμε δύο κατηγορίες. Την προσέγγιση Mie ή σκέδαση Mie και την προσέγγιση Rayleigh ή σκέδαση Rayleigh. Θα αναλύσουμε τις δύο παραπάνω προσεγγίσεις προϋποθέτοντας ότι το εξεταζόμενο σωματίδιο είναι σφαιρικό κι έχει ακτίνα  $r$  (Σχήμα 1.12).



Σχήμα 1.12 Ανάλογα το μέγεθος του σώματος συναρτήσει του μήκους κύματος της ακτινοβολίας, επιλέγουμε μία από τις δύο προσεγγίσεις Rayleigh ή Mie.

Στην περίπτωση που το σωματίδιο είναι πολύ μεγαλύτερο από το μήκος κύματος της δέσμης  $\lambda$ , δηλαδή  $r \gg \lambda$ , μπορούμε να προσεγγίσουμε το πρόβλημα μέσω της γεωμετρικής οπτικής ή της προσέγγισης Mie παίρνοντας καλά αποτελέσματα. Η θεωρία Mie, ουσιαστικά αποτελεί ένα σύνολο λύσεων των εξισώσεων του Maxwell οι οποίες έχουν την μορφή απείρων σειρών. Κατά τη σκέδαση Mie, η θεωρητική ανάλυση των οπτικών δυνάμεων γίνεται με βάση τη γεωμετρική οπτική και τα αποτελέσματα που παίρνουμε συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό με σχετικά πειράματα. Η αρχή διατήρησης της ορμής των φωτονίων της προσπίπτουσας στα σωματίδια ακτινοβολίας, εφαρμόζεται σε αυτή την περίπτωση με μεγάλη επιτυχία. Καθώς η ακτινοβολία προσπίπτει πάνω στο σωματίδιο, ένα μέρος της ανακλάται προκαλώντας μια δύναμη πάνω στο σωματίδιο, που το αναγκάζει να μετατοπιστεί προς την κατεύθυνση διάδοσης της φωτεινής δέσμης (Σχήμα 1.13). Τα φαινόμενα διάθλασης και γενικά τα φαινόμενα σκέδασης του φωτός, παίζουν κι αυτά ρόλο, δημιουργώντας μια οπτική δύναμη σ' ένα επίπεδο κάθετο στη διάδοση της ακτινοβολίας.



Σχήμα 1.13 (α) Απεικόνιση της δύναμης βαθμίδας με βάση τη γεωμετρική οπτική. Μια παράλληλη δέσμη φωτός (μεγάλο γκρι βέλος) με βαθμίδα στην έντασή της (το σκούρο χρώμα υποδηλώνει έντονο φωτισμό) διέρχεται μέσα από ένα διαφανές σωματίδιο με μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης από το περιβάλλον του. Το σχετικό πάχος των δύο ακτίνων (μαύρα βέλη) συμβολίζει την ένταση. Οι ακτίνες διαθλώνται με αποτέλεσμα να παράγουν δυνάμεις αντίδρασης που ασκούνται στο κέντρο της σφαίρας (γκρι βέλη). Η φωτεινότερη ακτίνα προκαλεί μεγαλύτερη δύναμη σε σχέση με την σκοτεινή αριστερή ακτίνα: το άθροισμα όλων των ακτίνων τείνει να ωθήσει τη σφαίρα προς τα δεξιά κατά τη διάδοση του φωτός. (Ένθετο) Ένα διάγραμμα διανυσμάτων δείχνει την μεταβολή της ορμής της δεξιάς ακτίνας. Η διαφορά στην ορμή (γκρι βέλος) παράγει μια ίση και αντίθετη δύναμη στη σφαίρα. (β) Μία παγίδα μονής δέσμης. Το φως (μεγάλο γκρι βέλος) κατευθύνεται στην εστία: το προφίλ της δέσμης έχει μια βαθμίδα στην ένταση (σκουρόχρωμη περιοχή). Δύο ακτίνες διέρχονται μέσα από μια διαφανή σφαίρα που βρίσκεται κάτω από την εστία. Οι ακτίνες (μαύρα βέλη) κάμπτονται και οι

παραγόμενες δυνάμεις αντίδρασης ωθούν τη σφαίρα προς τα πάνω, προς την εστία. (Ενθετο) Ένα διάγραμμα διανυσμάτων δείχνει την μεταβολή της ορμής της αριστερής ακτίνας. Η διαφορά στην ορμή (γκρι βέλος) παράγει μια ίση και αντίθετη δύναμη στη σφαίρα<sup>[29]</sup>.

Λαμβάνοντας υπόψη τους συντελεστές Fresnel,  $R$  για το ανακλώμενο κύμα και  $T$  για το διαθλώμενο κύμα, καθώς επίσης τη γωνία πρόσπτωσης  $\theta$  και τη γωνία διάθλασης  $r$ , ο Ashkin υπολόγισε τις δύο συνιστώσες της δύναμης βάσει της γεωμετρικής οπτικής, την  $F_z$  στην αξονική διεύθυνση διάδοσης και την  $F_y$  στην εγκάρσια διεύθυνση διάδοσης

$$F_z = F_{scat} = \frac{n_{env}P}{c} \left\{ 1 + R\cos 2\theta - \frac{T^2[\cos(2\theta - 2r) + R\cos 2\theta]}{1 + R^2 + 2R\cos 2r} \right\} \quad (1.13)$$

$$F_y = F_{grad} = \frac{n_{env}P}{c} \left\{ R\sin 2\theta - \frac{T^2[\sin(2\theta - 2r) + R\sin 2\theta]}{1 + R^2 + 2R\cos 2r} \right\} \quad (1.14)$$

όπου  $n_{env}$  ο δείκτης διάθλασης του μέσου που περιβάλλει το σκεδαστή (π.χ. σωματίδιο),  $P$  η ισχύς της προσπίπτουσας δέσμης και  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Παρατηρούμε ότι τόσο η δύναμη σκέδασης όσο κι η δύναμη βαθμίδας εξαρτώνται από την πόλωση της δέσμης του laser, αφού οι συντελεστές Fresnel  $R$  και  $T$  είναι διαφορετικοί για s-πολωμένη και p-πολωμένη δέσμη, αντίστοιχα.

Προτού προχωρήσουμε στην προσέγγιση Rayleigh που αφορά πολύ μικρά σωματίδια σε σχέση με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, είναι καλό ν' αναφέρουμε ένα άλλο ζήτημα που προκύπτει. Τι γίνεται στην περίπτωση που ο σκεδαστής μας, στη δική μας περίπτωση το προς παγίδευση σωματίδιο, έχει διαστάσεις συγκρίσιμες με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, δηλαδή για  $r \sim \lambda$ ; Αν και η προσέγγιση Mie χρησιμοποιούνταν από πολλούς για τον υπολογισμό δυνάμεων σωματιδίων μεγέθους ανάλογων με το μήκος κύματος, ωστόσο μεταγενέστερες μελέτες που έγιναν απέδειξαν ότι καμιά από τις δύο προσεγγίσεις δεν μπορεί να δώσει ακριβή αποτελέσματα. Έχει αποδειχθεί δε, ότι καλύτερα αποτελέσματα μπορούμε να έχουμε βασιζόμενοι σε πιο γενικευμένες ηλεκτρομαγνητικές θεωρίες. Η γενικευμένη θεωρία Lorenz-Mie, που περιγράφει τη σκέδαση ενός επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος, Γκαουσιανής δέσμης, από σφαίρα οποιουδήποτε μεγέθους και η θεωρία Rayleigh, περιλαμβάνοντας όρους σκέδασης δεύτερης τάξης για υπολογισμούς σωματιδίων μεγαλύτερου μεγέθους, είναι δύο από τις προσπάθειες που έχουν γίνει κι οποίες έδωσαν ικανοποιητικά αποτελέσματα σε σύγκριση με τα

πειραματικά<sup>[30, 31, 32]</sup>. Εκτός από τη θεωρία Lorenz-Mie, σύμφωνα με πρόσφατη μελέτη υπάρχει και άλλος τρόπος υπολογισμού των δυνάμεων και συγκεκριμένα μέσω του ταυυστή τάσης του Maxwell<sup>[33]</sup>, τον οποίον θα τον αναλύσουμε σε επόμενο κεφάλαιο.

Τα φαινόμενα διάθλασης έχουν νόημα στα διηλεκτρικά σωματίδια τα οποία έχουν κάποιο ποσοστό διαπερατότητας. Στην περίπτωση που τα σωματίδια προς παγίδευση ήταν μεταλλικά, τότε οι εξισώσεις των οπτικών δυνάμεων θα ήταν διαφορετικές, λόγω της έντονης ανάκλασης της ακτινοβολίας αλλά και λόγω απορρόφησης που παρουσιάζουν τα μέταλλα. Όσον αφορά σωματίδια των οποίων το μέγεθος τους είναι πολύ μικρότερο σε σύγκριση με το μήκος κύματος της φωτεινής δέσμης ( $r \ll \lambda$ ) η προσέγγιση Rayleigh είναι αυτή που χρησιμοποιείται, θεωρώντας το σωματίδιο ως ένα σημειακό δίπολο που επάγεται από το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Σ' αυτήν την περίπτωση οι συνιστώσες της οπτικής δύναμης μπορούν να διαχωριστούν εύκολα, δείχνοντας μας μάλιστα τη σχέση του μήκους κύματος με τη δύναμη σκέδασης. Όσο πιο μεγάλο είναι το μήκος κύματος τόσο πολύ μικρότερη είναι η δύναμη σκέδασης, αφού  $F_{scat} \sim 1/\lambda^4$  κι έχουμε

$$\vec{F}_{scat} = \frac{n_{env}\sigma\langle\vec{S}\rangle}{c} = \frac{n_{env}\sigma I_o}{c} \quad (1.15)$$

όπου

$$\sigma = \frac{128\pi^5 r^6}{3\lambda^4} \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \quad (1.16)$$

η διατομή σκέδασης της δέσμης,  $\langle\vec{S}\rangle$  η μέση τιμή του διανύσματος Poynting,  $I_o$  η ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας,  $n_{env}$  ο δείκτης διάθλασης του περιβάλλοντος χώρου,  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό,  $\lambda$  το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και  $m = n_p/n_{env}$  το κλάσμα του δείκτη διάθλασης του σωματιδίου προς τον δείκτη διάθλασης του περιβάλλοντος μέσου<sup>[34, 5]</sup>. Όσο για τον υπολογισμό της δύναμης βαθμίδας χρησιμοποιήσαμε τη σχέση (1.11)

$$\vec{F}_{grad} = \frac{a}{2} \nabla |\vec{E}|^2 \quad (1.11)$$

με

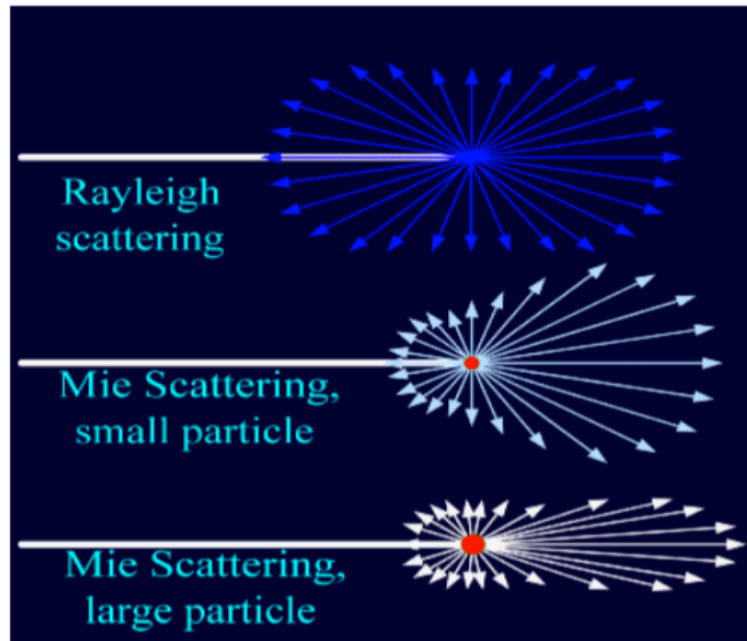
$$a = n_{env}^2 r^3 \left( \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \quad (1.17)$$



όπου  $\alpha$  η πολωσιμότητα του σωματιδίου<sup>[35, 5, 20, 33]</sup>. Όπως γίνεται κατανοητό από τις παραπάνω εξισώσεις, οι οπτικές δυνάμεις είναι ανάλογες της έντασης της δέσμης του laser. Ωστόσο, η αύξηση της έντασης της ακτινοβολίας δεν συνεπάγεται σε αύξηση της οπτικής δύναμης. Αντιθέτως, η βαθμίδα του πεδίου θα πρέπει να είναι έντονη ώστε η δύναμη βαθμίδας να υπερνικά τη δύναμη σκέδασης και να δημιουργείται μια σταθερή οπτική παγίδα. Μια αυξημένη ισχύς θα είχε ως αποτέλεσμα μια πολύ μεγάλη αύξηση στη δύναμη σκέδασης, με αποτέλεσμα η παγίδευση να μην είναι σταθερή και το σωματίδιο να παρασύρεται από αυτήν, κατά τη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης.

Στην περίπτωση που το μέγεθος του σωματιδίου είναι αρκετές φορές μικρότερο από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, το κύμα μπορεί να παρασύρει το σωματίδιο, χωρίς η δύναμη βαθμίδας να είναι σε θέση να το συγκρατήσει στην περιοχή της εστίασης, εξαιτίας και πάλι του μικρού του μεγέθους. Αντίθετα, σωματίδια με μέγεθος συγκρίσιμο ή μεγαλύτερο του μήκους κύματος δεν μπορούν να παρασυρθούν από αυτό, δημιουργώντας έτσι κατάλληλες συνθήκες για την επιτυχία της οπτικής παγίδευσης.

Μέχρι τώρα έχει δοθεί έμφαση στο ρόλο που παίζει το μέγεθος του σωματιδίου στην οπτική παγίδευση, όσον αφορά τα διηλεκτρικά σωματίδια. Ωστόσο, μπορούμε να δημιουργήσουμε σταθερές παγιδεύσεις χρησιμοποιώντας ακτινοβολία laser, και να παγιδεύσουμε μεταλλικά σωματίδια. Η διαφορά των μεταλλικών σωματιδίων από τα διηλεκτρικά, είναι ότι ανακλούν το φως σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό. Αυτό μεταφράζεται σε διαφορετική συμπεριφορά της δύναμης σκέδασης, η οποία είναι ανάλογη του τετραγώνου του όγκου ( $\sim r^6$ ) για μεταλλικά σωματίδια, και ανάλογη του όγκου ( $\sim r^3$ ) για τα διηλεκτρικά σωματίδια, ενώ η δύναμη βαθμίδας είναι ανάλογη του  $r^3$  και στις δύο περιπτώσεις<sup>[25]</sup>. Έτσι, μπορούμε να έχουμε σταθερές παγιδεύσεις μεταλλικών σωματιδίων όταν το μέγεθός τους είναι αρκετά μικρό, αφού η δύναμη σκέδασης προκύπτει να είναι μικρότερη από την τιμή της δύναμης βαθμίδας. Αντίθετα, οι οπτικές δυνάμεις κατά την παγίδευση ενός διηλεκτρικού σωματιδίου διαφέρουν ελάχιστα, κάνοντάς το δυσκολότερο να παγιδευτεί ένα διηλεκτρικό σωματίδιο με μέγεθος πολύ μικρότερο από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας.

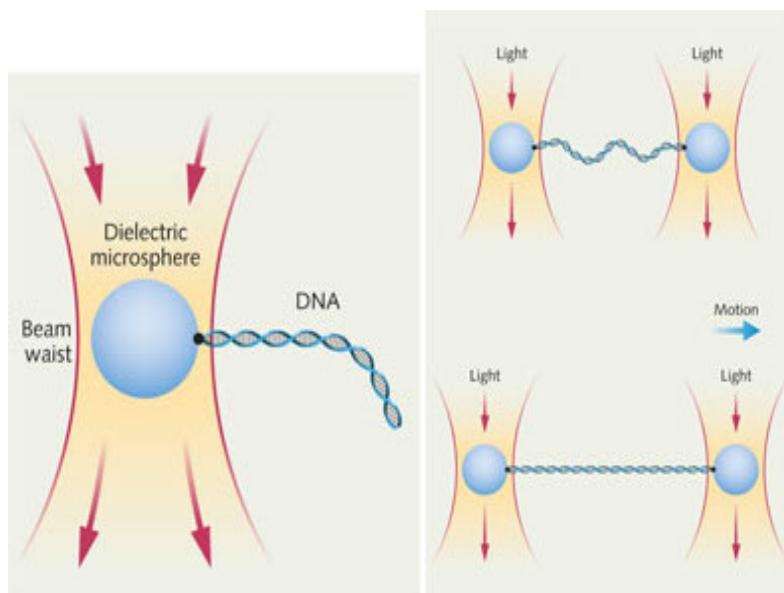


Σχήμα 1.14 Σχηματική απεικόνιση των σκεδάσεων Rayleigh και Mie.

#### 1.4. Εφαρμογές της Οπτικής Παγίδευσης

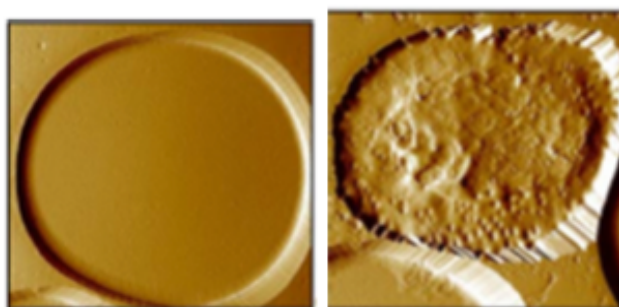
Η οπτική παγίδευση είναι ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο που βρίσκει εφαρμογές σε πολλούς τομείς της επιστήμης, από τη βιολογία και την ιατρική, μέχρι τη μικροηλεκτρονική και τη χημεία. Ο μικροχειρισμός και ο προσδιορισμός των μηχανικών ιδιοτήτων της ύλης, τόσο για μεταλλικά όσο και για διηλεκτρικά υλικά, ήταν πολύ χρήσιμος σε επιστήμες όπως η χημεία και η βιολογία, ώστε να μπορέσουν να μελετηθούν ιδιότητες που πρωτύτερα ήταν αδύνατον.

Με την ανάπτυξη διατάξεων οπτικής παγίδευσης, δόθηκε η δυνατότητα μελέτης των μηχανικών ιδιοτήτων του γενετικού υλικού (DNA). Τα δύο ελεύθερα άκρα του γενετικού υλικού αποτελούνται από αζωτούχες βάσεις, οι οποίες είναι αρνητικά φορτισμένες. Με χημικούς κυρίως τρόπους προσδένονται πάνω σε σωματίδια, τα οποία με τη σειρά τους παγιδεύονται σε δύο διαφορετικές οπτικές παγίδες. Αφού βεβαιωθούμε ότι τα σωματίδια είναι καλά παγιδευμένα, δηλαδή έχουμε σταθερά σημεία παγίδευσης, τότε ξεκινάμε και αποκρύνουμε το ένα σε σχέση με το άλλο. Το μόριο του DNA που βρίσκεται ανάμεσά τους αρχίζει να επιμηκύνεται και να εφελκείται, καθώς η απομάκρυνση των δύο σφαιρών γίνεται όλο και μεγαλύτερη. Έτσι, με κατάλληλο χειρισμό των παγίδων, δίνεται η δυνατότητα μέτρησης της αντοχής του DNA, με σκοπό την μελέτη των μηχανικών ιδιοτήτων σε διάφορες φάσεις του κυτταρικού κύκλου<sup>[36, 37]</sup> καθώς και την αλληλουχία των βάσεων του γενετικού υλικού<sup>[38]</sup>.



Σχήμα 1.15 Μέτρηση μηχανικών ιδιοτήτων του γενετικού υλικού με τη χρήση οπτικής παγίδευσης<sup>[36]</sup>

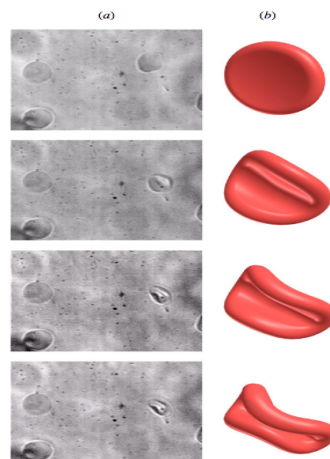
Άλλη εφαρμογή της οπτικής παγίδευσης στο χώρο της ιατρικής είναι η χρήση τους για την διάγνωση του βακτηρίου του πλασμωδίου, το οποίο ευθύνεται για την πρόκληση ελονοσίας. Αυτό το βακτήριο μεταφέρεται μέσω μολυσμένων κουνουπιών και μπορεί να βρίσκεται μέσα στον οργανισμό, χωρίς να υπάρχουν συμπτώματα της ελονοσίας ή να μπορεί να διαγνωσθεί η ασθένεια με άλλο τρόπο. Το πλασμώδιο προσβάλλει τα ερυθρά αιμοσφαίρια, αλλάζοντάς τους τις μηχανικές ιδιότητες και κάνοντάς τα πιο άκαμπτα.



Σχήμα 1.16 Υγιές ερυθρό αιμοσφαίριο (αριστερά) και αιμοσφαίριο προσβλημένο από πλασμώδιο (δεξιά)<sup>[39]</sup>

Με την οπτική παγίδευση, προκαλείται η παραμόρφωση των ερυθρών αιμοσφαιρίων και προσδιορίζεται η παρουσία ή μη του πλασμωδίου. Στην περίπτωση που η φωτεινή ακτινοβολία μπορεί να τα αναδιπλώσει κατά μήκος του πεπλατυσμένου επιπέδου τους,

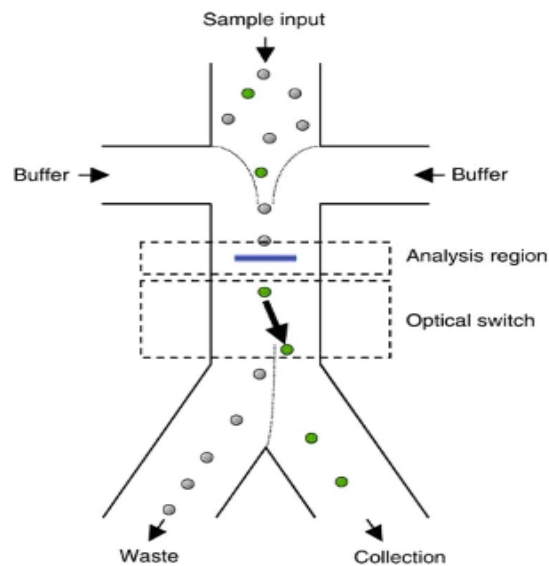
έχουμε απουσία του βακτηρίου, ενώ όταν αυτά είναι τελείως άκαμπτα, έχουμε την προσβολή του οργανισμού από πλασμώδιο, το οποίο μπορεί να εξελιχθεί σε ελονοσία. Αυτή η μέθοδος παρέχει έναν εύκολο, φθηνό και άμεσο τρόπο για την πρόωρη διάγνωση της ελονοσίας, τη στιγμή που άλλες μεθόδους αποτυγχάνουν και τα φάρμακα για την καταπολέμηση της ασθένειας είναι πολύ ακριβά<sup>[40, 39]</sup>. Στην εικόνα που ακολουθεί παρουσιάζεται η πίεση που ασκεί η ακτινοβολία στα ερυθρά αιμοσφαίρια, με αποτέλεσμα να τα αναδιπλώνει, δίνοντας τη δυνατότητα εφαρμογής της μεθόδου για τη διάγνωση της ελονοσίας.



Σχήμα 1.17 Συμπίεση των ερυθρών αιμοσφαιρίων χρησιμοποιώντας οπτική παγίδευση<sup>[41]</sup>

Μια άλλη εφαρμογή της οπτικής παγίδευσης είναι ο οπτικός διαχωρισμός (optical sorting ή optical micromanipulation στα αγγλικά)<sup>[42, 43, 44]</sup>. Όπως είδαμε, το μέγεθος καθώς και το υλικό από το οποίο αποτελείται το σωματίδιο προς παγίδευση παίζουν καθοριστικό ρόλο για την παγίδευσή του. Επιπλέον, τα χαρακτηριστικά του σωματιδίου χρειάζεται να συνδυαστούν κατάλληλα με τις ιδιότητες της δέσμης του laser, για να πετύχουμε μια σταθερή οπτική παγίδευση. Μια συγκεκριμένη ακτινοβολία επιδρά διαφορετικά πάνω σ' ένα σωματίδιο, ασκώντας μεγαλύτερη ή μικρότερη δύναμη σε αυτό, ανάλογα με τις οπτικές ιδιότητές του. Εκμεταλλευόμενοι το γεγονός αυτό, καθώς και το ότι η οπτική παγίδευση μπορεί να επέμβει σ' ένα δείγμα ανέπαφα, μπορούμε να διαχωρίσουμε σωματίδια με διαφορετικά χαρακτηριστικά και να τα διαχειριστούμε χρησιμοποιώντας μια φωτεινή ακτινοβολία. Ο οπτικός διαχωρισμός μπορεί να γίνει με μία ή με δύο δέσμες laser, ενώ η χρήση αισθητήρων είναι απαραίτητοι<sup>[44]</sup>. Αυτή η εφαρμογή του φαινομένου της οπτικής παγίδευσης, βρίσκει εφαρμογές στην ιατρική και τη βιολογία, αλλά και στη βιομηχανία των υλικών. Όσον αφορά τον τομέα της βιολογίας, μέσω του οπτικού διαχωρισμού δίνεται η δυνατότητα διαχώρισης των συστατικών του αίματος και διαχείρισής τους, ακόμα και

διαχωρισμού κυττάρων<sup>[45]</sup>, προσφέροντας την ικανότητα ταυτοποίησης βιολογικών υλικών και ανίχνευσης ασθενειών. Έτσι, το φαινόμενο της οπτικής παγίδευσης έδωσε τη δυνατότητα να συλλέγουμε υλικά, χωρίς την επέμβαση κάποιου εργαλείου, σε πραγματικό χρόνο, με μικρό κόστος και μεγάλη διακριτική ικανότητα, αφού η φύση του φωτός μπορεί να ξεχωρίσει ακόμα και πολύ μικρές διαφορές μεταξύ των σωματιδίων με τα οποία έρχεται σε επαφή.



Σχήμα 1.18 Απεικόνιση οπτικού διαχωρισμού. Τα σωματίδια που μας ενδιαφέρουν, τα διαχειριζόμαστε μέσω του φαινομένου της οπτικής παγίδευσης<sup>[42]</sup>.

Η οπτική παγίδευση έχει αναρίθμητες και σημαντικές εφαρμογές, ιδιαίτερα όσον αφορά τους τομείς της ιατρικής και της βιολογίας, λόγω του μη επεμβατικού χαρακτήρα του φωτός. Με τον οπτικό χειρισμό μικρών σωματιδίων, μπορούμε να ακόμα και να μεταφέρουμε φάρμακα (drug delivery) ή γενικά άλλες χημικές ουσίες και να τις τοποθετήσουμε επιλεκτικά πάνω σε κύτταρα<sup>[46]</sup>. Με αυτό τον τρόπο, δίνεται η δυνατότητα διαχείρισης βιολογικών μορίων που δεν ήταν δύσκολο να διαχειριστούν πρωτύτερα, ενώ ταυτόχρονα οι ουσίες μπορούν είτε να μελετηθούν στο εργαστήριο *in vitro*, είτε να εισαχθούν σε ζωντανό οργανισμό *in vivo*. Εκτός όμως από τις πολλαπλές βιολογικές εφαρμογές, η οπτική παγίδευση μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στον τομέα της μικροηλεκτρονικής, όπου με τη βοήθεια μιας δέσμης laser, δίνεται η δυνατότητα μετακίνησης και διαχειρισμού σωματιδίων πολύ μικρών διαστάσεων.

## **2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ ΟΠΤΙΚΗΣ ΠΑΓΙΔΕΥΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΟΠΤΙΚΩΝ ΔΥΝΑΜΕΩΝ**

Στο προηγούμενο κεφάλαιο αναλύσαμε τα θεωρητικά στοιχεία της οπτικής παγίδευσης. Σ' αυτό το κεφάλαιο θ' αναφερθούμε σε ποια "πρακτικά" στοιχεία αυτού του φαινομένου. Ειδικότερα στο 1<sup>ο</sup> μέρος θα περιγράψουμε τη διάταξη της οπτικής παγίδευσης και στο 2<sup>ο</sup> μέρος θα παρουσιάσουμε τους τρόπους υπολογισμού των οπτικών δυνάμεων πειραματικά.

### **2.1. Διάταξης Οπτικής Παγίδευσης**

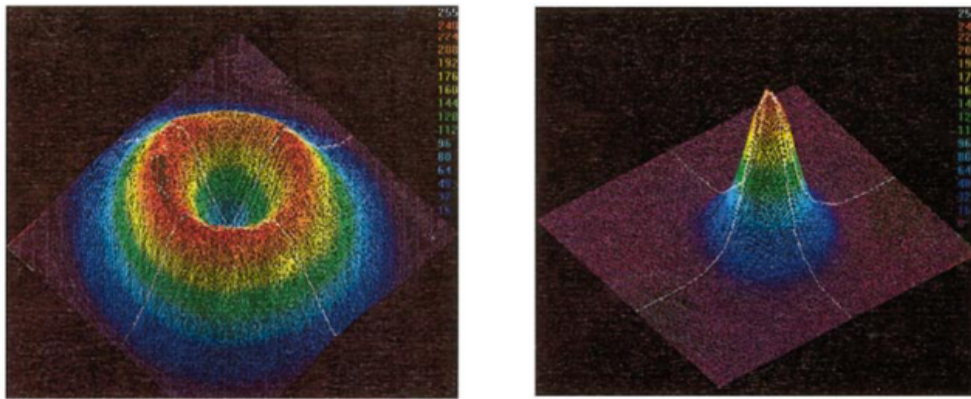
Σ' αυτήν την παράγραφο θα περιγράψουμε τη βασική διάταξη οπτικής παγίδευσης. Οι εκδοχές είναι πάρα πολλές και σίγουρα, ανάλογα με τις ανάγκες, θα εφευρεθούν κι άλλες τόσες. Σκοπός είναι μέσα από αυτή την περιγραφή να κατανοήσουμε πως στήνεται μία οπτική παγίδα.

Για να δημιουργήσει κάποιος μία οπτική παγίδα, ουσιαστικά χρειάζεται ένα laser κι έναν φακό ή καλύτερα, ένα σύστημα φακών. Η ιδέα είναι απλή, ωστόσο θα πρέπει να λάβει υπόψη του πολλές παραμέτρους ώστε πραγματικά να είναι σε θέση να πετύχει τη δημιουργία οπτικής παγίδευσης.

Αρχικά, λοιπόν, θα χρειαστεί ένα laser. Συνήθως, αυτό που χρησιμοποιείται είναι ένα συνεχές μονορυθμικό laser (Continuous Wave Laser) με Γκαουσιανή δέσμη. Αυτό συμβαίνει διότι πρώτον η συνεχής λειτουργία του εξασφαλίζει σταθερότητα στην παγίδα και η Γκαουσιανή κατανομή βοηθάει στη δημιουργία υψηλής βαθμίδας ηλεκτρικού πεδίου, άρα μεγαλύτερη δύναμη βαθμίδας.

Όσον αφορά το πρώτο κομμάτι είναι κατανοητό ότι για να χρησιμοποιήσει κάποιος στη διάταξή του, παλμικό laser θα υπάρχει ιδιαίτερος λόγος, που προφανώς θα έχει να κάνει με τα χαρακτηριστικά του πειράματος. Πρόσφατες μελέτες έδειξαν ότι η χρήση femtosecond-pulsed laser σε συγκεκριμένη νανοδομή, με σκοπό τη δημιουργία

πλασμονικής οπτικής παγίδευσης, έδωσε ισχυρότερη παγίδα απ' αυτήν με τη χρήση cw laser. Σχετικά με το δεύτερο κομμάτι, δηλαδή τι είδους δέσμη θα χρησιμοποιηθεί κι εδώ έχουμε πληθώρα μελετών που η κάθε μία υποδεικνύει διαφορετική δέσμη. Μερικές μελέτες αναφέρουν πως μία δέσμη  $TEM_{01}$  τύπου “donut” θα μπορούσε να δώσει καλύτερα αποτελέσματα από μία Γκαουσιανή δέσμη. Παρ' όλα αυτά, η Γκαουσιανή δέσμη, λόγω της ιδιομορφίας να συγκεντρώνει τη μέγιστη πυκνότητα των φωτονίων στο κέντρο της, αποτελεί το συνηθέστερο τύπο δέσμης laser που χρησιμοποιείται σ' εφαρμογές οπτικής παγίδευσης.



Σχήμα 2.1 (Αριστερά) Δέσμη τύπου “donut”,  $TEM_{01}$  και (δεξιά) Γκαουσιανή δέσμη,  $TEM_{00}$ <sup>[47]</sup>

Ένα άλλο στοιχείο που πρέπει να λάβουμε υπόψη μας είναι ποιο μήκος κύματος πρέπει να χρησιμοποιήσουμε. Το γεγονός ότι φωτόνια με συχνότητα από UV και άνω έχουν ως αποτέλεσμα να δημιουργούν αλλοιώσεις στο δείγμα μας, ιδίως εάν πρόκειται για βιολογικό, μας αποτρέπουν στο να τα χρησιμοποιήσουμε. Ομοίως, φωτόνια με χαμηλότερη συχνότητα του υπέρυθρου δεν εξυπηρετούν στη δημιουργία οπτικής παγίδευσης. Ας μην ξεχνάμε ότι τα προς παγίδευση σωματίδια είναι διαστάσεων από μερικές δεκάδες nm έως μερικές δεκάδες μm και ένα μήκος κύματος άνω του υπέρυθρου οδηγούμενο μέσα από συμβατικούς φακούς δημιουργεί ένα πολύ μεγαλύτερο κέντρο εστίασης, με συνέπεια χαμηλή διακριτική ικανότητα και ανίσχυρη οπτική παγίδα, εκτός του ότι δεν θα συζητούσαμε πλέον για laser. Έτσι λοιπόν το φάσμα που χρησιμοποιείται είναι από τ' ορατό φως έως και το υπέρυθρο και συνήθως, από το πράσινο έως το μέσο-υπέρυθρο. Ποιο συγκεκριμένο μήκος κύματος από το προαναφερόμενο φάσμα θα χρησιμοποιήσουμε είναι συνδυασμός πολλών πραγμάτων, όπως το σχήμα και το μέγεθος του σωματιδίου που θέλουμε να παγιδεύσουμε, το συντελεστή απορρόφησης του σωματιδίου σε σχέση με το μήκος κύματος, καθώς και τα χαρακτηριστικά των φακών του μικροσκοπίου που θα χρησιμοποιήσουμε στη διάταξη.

Τέλος, μία επιτυχημένη διάταξη οπτικής παγίδευσης θεωρείται εκείνη που δημιουργεί

ισχυρότερη οπτική παγίδα από μία άλλη, χρησιμοποιώντας την ίδια ή και μικρότερη ισχύ του laser. Συνηθίζεται το φάσμα της ισχύος του laser να κυμαίνεται από μερικά mW έως περίπου τα 50mW και σε μερικές περιπτώσεις έως τα 500mW.

Φυσικά, δεν θα πρέπει να ξεχνάμε ότι όποιο μήκος κύματος κι αν χρησιμοποιήσουμε κι όποια ισχύ του laser, ακόμα και πολύ μικρή, πρέπει ν' αποφεύγουμε την παρατεταμένη έκθεση του δείγματος στην ακτινοβολία. Οι λόγοι είναι πολύ και σημαντικοί. Η δημιουργία βλαβών στο δείγμα, ιδίως εάν πρόκειται για βιολογικά δείγματα, καθώς κι η υπερθέρμανση του συστήματος δείγμα-περιβάλλοντας χώρος, με αποτέλεσμα την αποδυνάμωση της ισχύος της οπτικής παγίδας λόγω υψηλών θερμικών διακυμάνσεων, είναι δύο από τους λόγους.

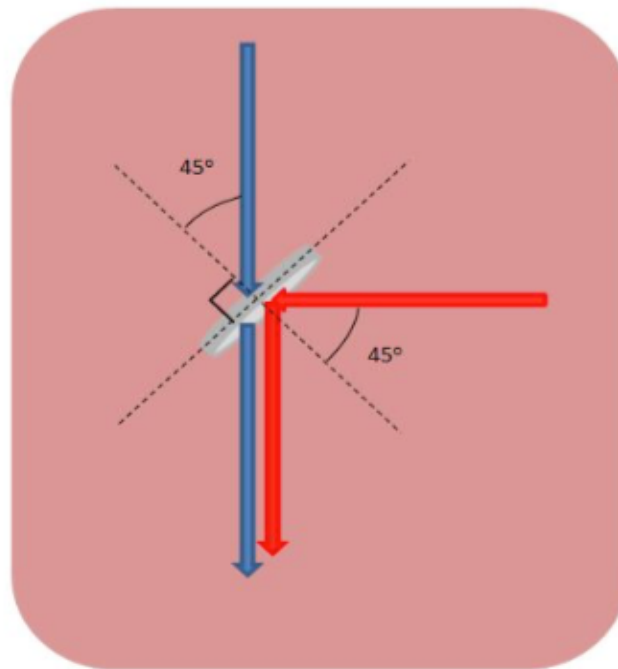
Το επόμενο σημαντικό τμήμα της διάταξης της οπτικής παγίδευσης είναι οι φακοί που θα χρησιμοποιηθούν. Το σύστημα των φακών θα μπορούσαμε να το χωρίσουμε σε δύο μέρη. Στους φακούς που χρησιμοποιούνται προτού εισέλθει η δέσμη στο μικροσκόπιο κι αφορούν τη διαμόρφωση της δέσμης laser και στους φακούς του μικροσκοπίου. Πρώτα θ' αναφερθούμε στο δεύτερο μέρος κι αυτό διότι πρέπει να γίνει κατανοητός ο μηχανισμός αυτού του μέρους, ώστε να είμαστε σε θέση να κατανοήσουμε και το πρώτο μέρος.

Το μικροσκόπιο είναι ένα εργαλείο με το οποίο μπορούμε να παρατηρούμε το δείγμα μας. Έτσι κι οι πρώτες διατάξεις χρησιμοποιούσαν μικροσκόπιο, γιατί έπρεπε με κάποιον τρόπο να παρατηρούμε το δείγμα μας. Μέχρι και στις μέρες μας, η οπτική παγίδευση χρησιμοποιείται κυρίως σε εφαρμογές που έχουν να κάνουν με τη Βιοφυσική, τη Βιοϊατρική και τη Βιοτεχνολογία. Άρα το μικροσκόπιο ή ένας παρόμοιος τρόπος παρατήρησης είναι απαραίτητο εργαλείο. Έτσι, λοιπόν, θα περιγράψουμε μία διάταξη η οποία χρησιμοποιεί μικροσκόπιο και συγκεκριμένα ένα απλό εμπορικό μικροσκόπιο<sup>[48, 29]</sup>. Υπάρχουν, βέβαια κι ερευνητικές ομάδες που δημιουργούν το μικροσκόπιο από την αρχή<sup>[49]</sup>.

Το πρώτο πράγμα που πρέπει να προσέξουμε είναι η είσοδος της δέσμης laser στο μικροσκόπιο, καθώς και η διέλευσή της εντός του μικροσκοπίου έως τον αντικειμενικό φακό να μην παρεμποδίζει τη λειτουργία του μικροσκοπίου ως όργανο παρατήρησης. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση ενός διχρωμικού καθρέπτη τοποθετημένον στον οπτικό άξονα μεταξύ αντικειμενικού και προσοφθάλμιου φακού και με κλίση 45° ως προς τον άξονα διάδοσης της ακτίνας laser. Η δέσμη του laser κι ο οπτικός άξονας του μικροσκοπίου θα είναι κάθετα μεταξύ τους. Ο διχρωμικός καθρέπτης λόγω ιδιαίτερης κατασκευής έχει την ικανότητα ν' ανακλά τη δέσμη του μήκους κύματος για το οποίο έχει κατασκευαστεί σε γωνία 45°, ενώ να επιτρέπει τη διέλευση όλων των άλλων μηκών κύματος (Σχήμα 2.2). Ανάλογα την κατασκευή, το ποσοστό ανάκλασης διαφέρει και μπορεί να φτάσει σχεδόν την πλήρη ανάκλαση. Έτσι η δέσμη του laser εισέρχεται στο μικροσκόπιο με κατεύθυνση τον



αντικειμενικό φακό, ενώ το φως του μικροσκοπίου, που μπορεί να είναι είτε ο φωτισμός του είτε να μεταφέρει την εικόνα του δείγματος, δεν παρεμποδίζεται. Πέραν τούτου, μ' αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται παραλληλία μεταξύ του άξονα διάδοσης της ακτίνας laser και του οπτικού άξονα του αντικειμενικού φακού. Κάτι που είναι πολύ σημαντικό ώστε ο άξονας της οπτικής παγίδευσης μ' αυτόν του μικροσκοπίου να μπορούν να ευθυγραμμιστούν.



Σχήμα 2.2 Η μπλε ακτίνα μπορεί και διέρχεται από το διχρωμικό καθρέπτη, ενώ η κόκκινη ανακλάται. Η διεύθυνση πρόσπτωσης της κόκκινης ακτίνας (π.χ. του laser) στο διχρωμικό καθρέπτη είναι κάθετη στη διεύθυνση διάδοσης της μπλε ακτίνας, ενώ σχηματίζει γωνία  $45^\circ$  με το κάθετο επίπεδο στο διχρωμικό καθρέπτη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μετά το διχρωμικό καθρέπτη οι δύο ακτίνες να έχουν παράλληλους άξονες διάδοσης.

Ένα άλλο σημαντικό σημείο, είναι ο αντικειμενικός φακός. Ο αντικειμενικός φακός, αποτελείται από ένα σύστημα φακών, που σε κάποιες ιδιαίτερες περιπτώσεις μπορεί να ξεπεράσει και τον αριθμό 10. Αυτό όμως που μας ενδιαφέρει στον αντικειμενικό είναι τα στοιχεία του, που συνήθως αναγράφονται στο περίβλημά του (Σχήμα 2.3). Το πιο βασικό στοιχείο του αντικειμενικού φακού είναι το «αριθμητικό άνοιγμα» (Numerical Aperture). Όσο μεγαλύτερο είναι το αριθμητικό άνοιγμα του αντικειμενικού φακού, τόσο μεγαλύτερη είναι η μεταβολή του πεδίου έως το σημείο εστίασης της δέσμης, άρα τόσο πιο ισχυρή η οπτική παγίδα. Βέβαια, το μεγάλο αριθμητικό άνοιγμα συνοδεύεται κι από μικρή απόσταση εργασίας (working distance), που για έναν απλό αντικειμενικό φακό σημαίνει ότι το κέντρο εστίασης είναι πολύ κοντά σ' αυτόν. Δηλαδή ο αντικειμενικός φακός πρέπει να είναι πολύ κοντά στο δείγμα, τις περισσότερες φορές το πιέζει μάλιστα, με αποτέλεσμα να πρέπει να

είμαστε πολύ προσεκτικοί για να μην προκαλέσουμε ζημιά στο δείγμα. Επίσης, ένα άλλο πρόβλημα είναι το μικρό βάθος παρατήρησης που έχει ένας τέτοιος φακός, κάτι που δεν εξυπηρετεί σε 3-διάστατες παγιδεύσεις.

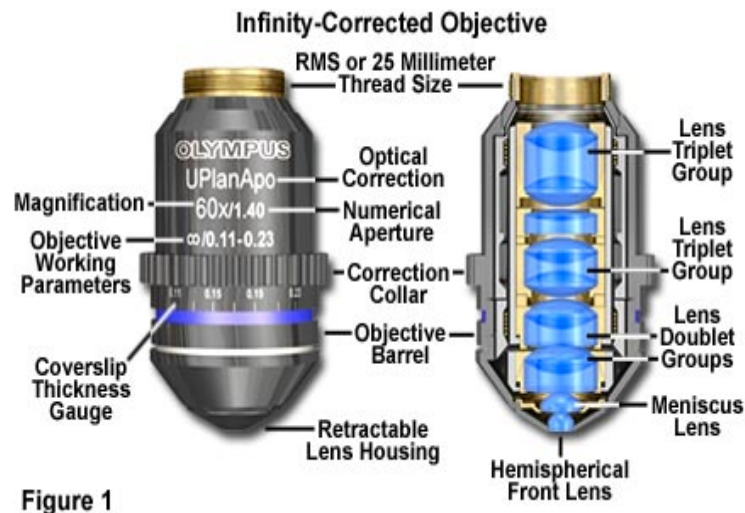


Figure 1

Σχήμα 2.3 Μία απεικόνιση αντικειμενικού φακού γνωστής κατασκευαστικής εταιρίας. Στ' αριστερά φαίνονται τα στοιχεία που μπορεί ν' αναγράφονται στο εξωτερικό περίβλημα, ενώ στα δεξιά φαίνεται το σύστημα φακών που περιέχει στο εσωτερικό του.

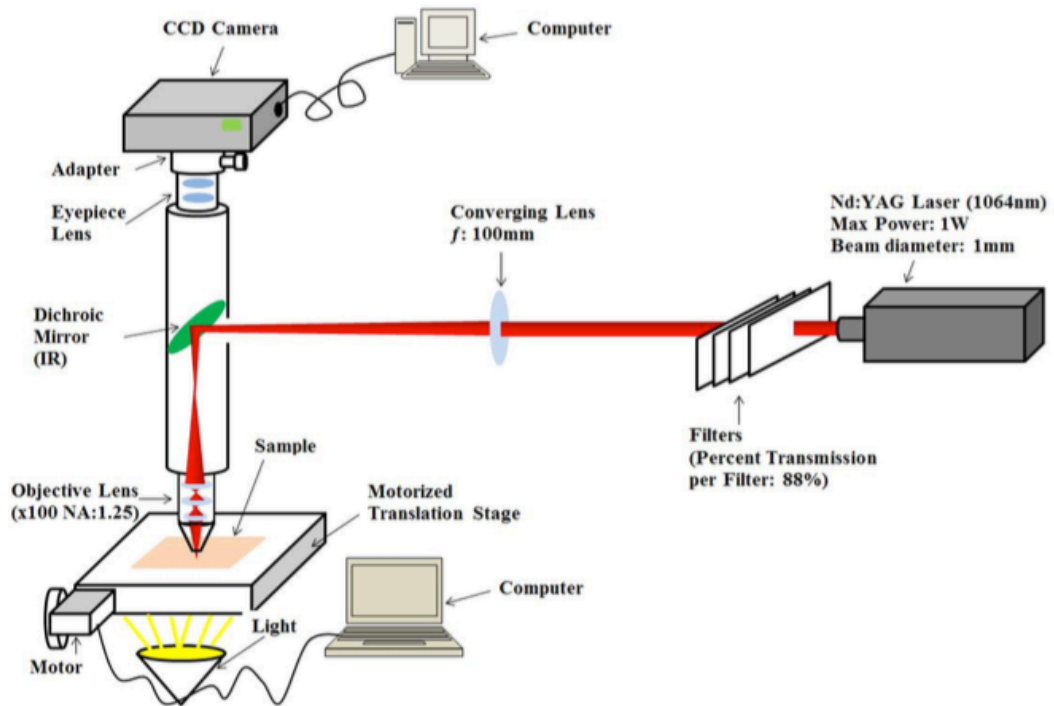
Επίσης, σημαντικό είναι η ενεργός διάμετρος της δέσμης να καλύπτει όλη την επιφάνεια την επιφάνεια του φακού. Συνήθως θεωρείται το  $1/e^2$  της Γκαουσιανής δέσμης, γι' αυτό και στους υπολογισμούς σχετικά με τη διακριτική ικανότητα μπορεί να δείτε έναν επιπλέον συντελεστή (το 0,8) να πολλαπλασιάζεται με το αποτέλεσμα. Στην πράξη πολλές φορές αυτό σημαίνει ότι η δέσμη είναι κι εκτός του φακού, άρα από τη μία εκμεταλλευόμαστε περισσότερο το αριθμητικό άνοιγμα, από την άλλη εκμεταλλευόμαστε λιγότερη ισχύ από το laser.

Για να επιτύχουμε την πλήρη κάλυψη της επιφάνειας του αντικειμενικού φακού χρησιμοποιούμε ένα σύστημα φακών προτού η δέσμη εισέλθει στο μικροσκόπιο. Βέβαια κι ένας φακός μόνος του θα μας επέτρεπε να αυξήσουμε ή να ελαττώσουμε την ενεργό διάμετρο της δέσμης στο επίπεδο πρόσπτωσης στον αντικειμενικό φακό, όμως πολλές φορές χρησιμοποιούνται δύο ή περισσότεροι ώστε να χειριστούμε καλύτερα τη δέσμη. Για παράδειγμα, δύο συγκεκριμένου τύπου φακοί μπορούν να δημιουργήσουν ένα τηλεσκόπιο Kepler, με το οποίο θα μπορούμε είτε να πετύχουμε η δέσμη να κατευθυνθεί παράλληλα στον αντικειμενικό ώστε ν' αποφύγουμε εκτροπή του πραγματικού σημείου εστίασης από το ονομαστικό είτε ν' αλλάξουμε τη διάμετρο της δέσμης μετακινώντας τον έναν από τους

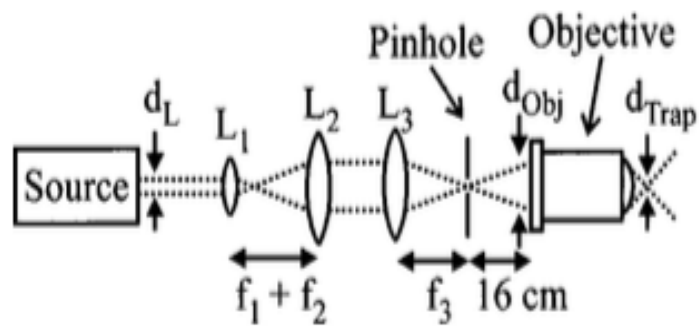
δύο φακούς.

Μία επιπλέον ιδιαιτερότητα που θα πρέπει να λάβουμε υπόψη μας έχει να κάνει με το μήκος κύματος που θα χρησιμοποιήσουμε, το οποίο τις περισσότερες φορές μας το υποδεικνύει το σωματίδιο που θέλουμε να παγιδεύσουμε. Εάν χρησιμοποιήσουμε μία δέσμη laser στο IR φάσμα, ο διχρωικός καθρέπτης θα μπορέσει να την ανακλάσει «πλήρως», επιτρέποντας να διέλθει η ακτινοβολία του ορατού φάσματος, που αφορά τη λειτουργία του μικροσκοπίου. Ταυτόχρονα, όμως, θα έχουμε σοβαρές απώλειες στην ισχύ της ακτινοβολίας laser. Αυτό θα συμβεί διότι οι αντικειμενικοί φακοί είναι κατασκευασμένοι βάσει του ορατού φάσματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, διότι αυτό είναι που χρησιμοποιείται στο μικροσκόπιο. Έτσι, όλες οι αντανάκλαστικές επιστρώσεις των φακών που συγκροτούν τον αντικειμενικό φακό έχουν κατασκευαστεί για τ' ορατό φάσμα, ανακλώντας ένα ποσοστό υπέρυθρης ακτινοβολίας. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να έχουμε 25-50% απώλεια της ισχύος της ακτινοβολίας laser. Από την άλλη, εάν χρησιμοποιήσουμε ακτινοβολία laser στο ορατό φάσμα μπορεί να μην έχουμε απώλειες από τον αντικειμενικό φακό, όμως ο διχρωικός καθρέπτης θ' ανακλά το αντίστοιχο φάσμα από την ακτινοβολία που μεταφέρει την εικόνα του δείγματος με αποτέλεσμα να δημιουργούνται προβλήματα στην παρατήρηση.

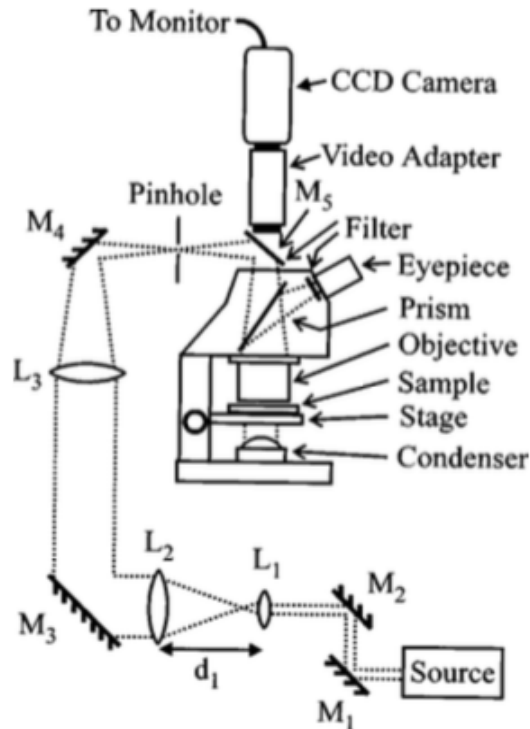
Τέλος, ένα ακόμη θέμα που συνήθως μας απασχολεί, είναι ο τρόπος με τον οποίο θα μπορούμε να μετακινούμε την οπτική παγίδα εντός του δείγματος. Αυτό μπορεί να συμβεί με δύο τρόπους. Στην πρώτη περίπτωση μετακινείται το laser ενώ μένει ακίνητη η τράπεζα που φέρει το δείγμα, ενώ στην δεύτερη περίπτωση μετακινείται η τράπεζα ενώ παραμένει ακίνητο το laser. Η πρώτη περίπτωση είναι πιο “επίπονη”, αφού κατά τη μετακίνηση του laser δεν θα πρέπει να χαλάσουν οι ρυθμίσεις που είχαμε κάνει κι αφορούν την ενεργό διάμετρο της δέσμης και την παραλληλία της με τον οπτικό άξονα του μικροσκοπίου<sup>[29]</sup>. Μία παραλλαγή που μπορεί να βοηθήσει σ' αυτήν την περίπτωση είναι η δέσμη laser να οδηγείται προς το μικροσκόπιο μέσω μονότροπης οπτικής ίνας. Η δεύτερη περίπτωση, που είναι κι η συνηθέστερη, χρησιμοποιεί έναν μηχανισμό είτε χειροκίνητο είτε ηλεκτροκίνητο ώστε να μετακινείται η αντικειμενοφόρος τράπεζα στο επίπεδο x-y, άρα κατ' επέκταση και το δείγμα. Ένας επιπλέον μηχανισμός μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μετακίνηση του δείγματος στον άξονα z, αν και το ίδιο το μικροσκόπιο μπορεί να το πετύχει αλλάζοντας το επίπεδο εστίασης.



Σχήμα 2.4 Απεικόνιση πειραματικής διάταξης<sup>[50]</sup>



Σχήμα 2.5 Σχηματικό διάγραμμα μιας βασικής συσκευής παγίδευσης<sup>[51]</sup>



Σχήμα 2.6 Απλοποιημένο σχηματικό διάγραμμα ενός ολοκληρωμένου μικροσκοπίου βασισμένο στη διάταξη της οπτικής παγίδευσης<sup>[51]</sup>

## 2.2. Μέθοδοι υπολογισμού Οπτικών Δυνάμεων

Σ' αυτή την παράγραφο θα αναφερθούμε στο πως μπορούμε να υπολογίσουμε τις οπτικές δυνάμεις πειραματικά. Αν και υπάρχουν αρκετές μέθοδοι, θα περιγράψουμε, ωστόσο, τις κυριότερες από αυτές. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, ένας από τους βασικούς λόγους που έκαναν την οπτική παγίδευση τόσο σημαντική, κυρίως στους τομείς της Βιοφυσικής και της Βιοτεχνολογίας, είναι οι πληροφορίες που μπορούμε ν' αντλήσουμε γνωρίζοντας το μέγεθος της οπτικής δύναμης και κυρίως της δύναμης βαθμίδας. Αν, για παράδειγμα, γνωρίζουμε τη δύναμη βαθμίδας μπορούμε έμμεσα να προσδιορίσουμε διάφορες ιδιότητες σωματιδίων, όπως τις δυνάμεις συνοχής που συγκρατούν τις πρωτεΐνες στο DNA ή τις αντοχές της κυτταρικής μεμβράνης. Επίσης, γνωρίζοντας το μέγεθος της δύναμης βαθμίδας και την ισχύ του laser, χρησιμοποιώντας τη σχέση (2.9) μπορούμε να εξάγουμε ποιοτικά συμπεράσματα για την απόδοση της οπτικής μας παγίδας.

### ➤ Μέθοδος διαφυγής

Η μέθοδος διαφυγής είναι από τις συνηθέστερες μεθόδους υπολογισμού της δύναμης

βαθμίδας κι αυτό διότι το προς παγίδευση σωματίδιο βρίσκεται συνήθως εντός υγρού περιβάλλοντος. Γεγονός που παρότρυνε από νωρίς πολλούς ερευνητές ν' ασχοληθούν με την εύρεση τεχνικών που να συνδέουν την οπτική δύναμη με την ρευστομηχανική<sup>[52, 53]</sup>. Σ' αυτήν την περίπτωση η εγκάρσια δύναμη, που είναι η δύναμη βαθμίδας, εξομοιώνεται με τη δύναμη ιξώδους, τη δύναμη που ασκείται σε ακίνητο σωματίδιο εντός του υγρού με κατεύθυνση την κατεύθυνση ροής του υγρού. Η δύναμη ιξώδους υπολογίζεται μέσω της σχέσης

$$\vec{F} = \gamma \vec{v} \quad (2.1)$$

όπου  $\gamma$  είναι ένας συντελεστής που εξαρτάται από το σχήμα του σωματιδίου κι από το συντελεστή εσωτερικής τριβής (ή δυναμικό ιξώδες) και  $\vec{v}$  η ταχύτητα του υγρού. Όταν η δύναμη αυτή, ασκούμενη σ' ένα παγιδευμένο σωματίδιο, πάρει τη μέγιστη τιμή της ονομάζεται “δύναμη διαφυγής”, διότι τότε το σωματίδιο είναι ικανό να “δραπετεύσει” από την παγίδα. Μ' αυτόν τον τρόπο γνωρίζουμε ποια είναι η τιμή της δύναμης βαθμίδας, η οποία θα είναι ίση σε μέτρο με αντίθετη φορά. Φυσικά, θα έπρεπε να λαμβάναμε υπόψη τη δύναμη βαρύτητας και τη δύναμη άνωσης. Όμως, τόσο επειδή τα σωματίδια είναι πολύ μικρά και με σφαιρικό σχήμα, όσο κι ότι η πυκνότητά τους είναι σχεδόν ίση μ' αυτήν του υγρού, οι δύο δυνάμεις θεωρούμε ότι αλληλοαναιρούνται. Στην περίπτωση που δεν ισχύουν οι προηγούμενες υποθέσεις και κυρίως όταν η μέτρηση γίνει στην κατακόρυφη κατεύθυνση, τότε είναι καλό να λάβουμε υπόψη μας κι αυτές τις δύο δυνάμεις.

Ένας τρόπος για να προσδιορίσουμε την ταχύτητα διαφυγής είναι ο εξής: Το υγρό μέσο παραμένει στατικό και κινούμε το σωματίδιο μέσω του laser με τη βοήθεια ενός ειδικού μηχανισμού, ο οποίος μετράει και την ταχύτητα που κινείται το laser. Αυξάνοντας την ταχύτητα στο μοτέρ που μετακινεί το laser παρατηρούμε σε ποια τιμή το σωματίδιο απεγκλωβίζεται και μέσω της ταχύτητας αυτής υπολογίζουμε τη δύναμη διαφυγής. Εδικότερα αν η ροή στο πείραμά μας είναι στρωτή, μπορούμε να πούμε ότι ισχύει ο νόμος του Stokes μέσω του οποίου υπολογίζεται η δύναμη τριβής  $\vec{F}_D$ , δηλαδή η δύναμη που δυσχεραίνει την κίνηση του σώματος και η οποία για μικρές ταχύτητες έχει τη μορφή

$$\vec{F}_D = 6\pi r h_{env} \vec{v}_{esc} \quad (2.2)$$

όπου  $K = 6\pi r$  για σφαίρα με  $r$  την ακτίνα της,  $h_{env}$  ο συντελεστής εσωτερικής τριβής του

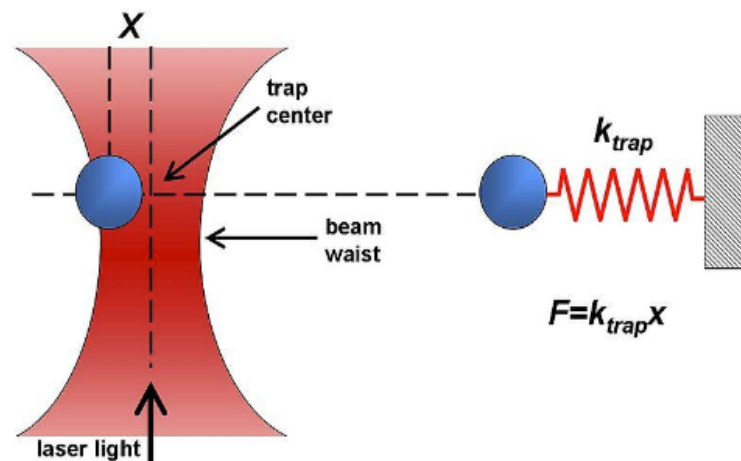
υγρού ή δυναμικό ιξώδες και  $\vec{v}_{esc}$  η ταχύτητα διαφυγής. Ουσιαστικά πρόκειται για την τροποποίηση της σχέσης (2.1) ανάλογα με τις συνθήκες μας.

➤ **Μέθοδος ακαμψίας της παγίδας**

Ένας άλλος τρόπος προσδιορισμού της οπτικής δύναμης είναι να την υπολογίσουμε σε συνάρτηση με τη μετατόπιση του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας. Σ' αυτήν την περίπτωση η οπτική δύναμη θεωρείται ως η δύναμη επαναφοράς προς το κέντρο της παγίδας, του σωματιδίου που έχει μετατοπιστεί σε μία συγκεκριμένη απόσταση από αυτό. Αυτό μας θυμίζει το νόμο του Hooke

$$\vec{F} = -k\vec{x} \quad (2.3)$$

όπου σ' αυτήν την περίπτωση  $\vec{F}$  η δύναμη βαθμίδας,  $\vec{x}$  η μετατόπιση του σωματιδίου από τη θέση ισορροπίας, δηλαδή το κέντρο της παγίδας όπου η συνισταμένη των δυνάμεων είναι μηδέν και  $k$  η γνωστή “σταθερά του ελατηρίου”, που στην συγκεκριμένη περίπτωση καλείται ως “ακαμψία της παγίδας” (trap stiffness), εξ' ου κι η ονομασία της μεθόδου (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7 Η αναλογία οπτικής παγίδευσης με το μηχανικό ανάλογο μάζας-ελατηρίου. Η δύναμη βαθμίδας είναι ανάλογη της μετατόπισης του σωματιδίου από τη θέση ισορροπίας  $x$  και του συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$ . (Locke83, “Dielectric objects are attracted to the center of the beam, slightly above the beam waist. The force applied on the object depends linearly on its displacement from the trap center just as with a simple spring system.”)

Απομακρύνουμε το σωματίδιο από το κέντρο της παγίδας σε απόσταση  $x$  τέτοια που να μπορεί η οπτική δύναμη να το επαναφέρει στο κέντρο και μετράμε τη δύναμη που χρειάστηκε για την απομάκρυνση. Το μέτρο της δύναμης απομάκρυνσης θα είναι το ίδιο μ' αυτό της επαναφοράς. Επειδή, όμως οι αποστάσεις στην οπτική παγίδευση είναι πολύ μικρές υπάρχει μεγάλη δυσκολία στην ακρίβεια. Γι' αυτόν το λόγο χρησιμοποιείται μία άλλη τεχνική κατά την οποία μπορούμε να προσδιορίσουμε το συντελεστή "ακαμψίας της παγίδας"  $k$  και μέσω αυτού να μπορούμε να γνωρίζουμε την τιμή της δύναμης  $F$ , για μία συγκεκριμένη απόσταση  $x$ . Διεγείροντας το σωματίδιο σε ταλάντωση, μετράμε τη χρονική υστέρηση (μετατόπιση φάσης) μεταξύ της ταλάντωσης του σωματιδίου και του ταλαντωτή, δηλαδή της ταλάντωσης της εξωτερικής πηγής. Η πηγή της ταλάντωσης, συνήθως, προέρχεται από την περιοδική μεταβολή της ισχύος του laser<sup>[54]</sup>.

Επίσης, δεν θα πρέπει να παραλείψουμε το γεγονός ότι το σωματίδιο βρίσκεται εντός ρευστού με δυναμικό ιξώδες  $h_{env}$ . Σ' αυτήν την περίπτωση, για ένα σφαιρικό σωματίδιο, η σχέση (2.3) τροποποιείται με τη βοήθεια της σχέσης (2.2) σε

$$\vec{F}(t) = -k\vec{x} + 6\pi r h_{env} \dot{x}(t) \quad (2.4)$$

όπου  $\dot{x}(t)$  η ταχύτητα του σφαιριδίου εντός του υγρού<sup>[55]</sup>.

Ας υποθέσουμε ότι η ταλάντωση της πηγής έχει ημιτονοειδή μορφή με πλάτος  $A$  και συχνότητα  $f$ , άρα κι  $\omega = 2\pi f$ . Τότε, η δύναμη που θα δέχεται το σφαιρίδιο θα έχει τη μιγαδική μορφή

$$F(t) = h_{env} A i \omega e^{-i\omega t} \quad (2.5)$$

όπου  $i$  ο φανταστικός αριθμός. Οι δύο προηγούμενες εξισώσεις δίνουν μία διαφορική εξίσωση της οποίας η λύση έχει τη μορφή

$$x(t) = \frac{Af}{\sqrt{f_c^2 + f^2}} e^{i\omega(t-\delta)} \quad (2.6)$$

όπου  $f_c$  η συχνότητα στην οποία παύουμε να έχουμε περιοδική κίνηση και  $\delta$  η χρονική υστέρηση, η οποία μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση<sup>[56]</sup>



$$\delta = -\tan^{-1}\left(\frac{f_c}{f}\right) \quad (2.7)$$

Γνωρίζοντας τη δύναμη και την απόσταση συναρτήσει του χρόνου μπορούμε να υπολογίσουμε τη συχνότητα  $f$  και μέσω της σχέσης (2.8) την ακαμψία της παγίδας  $k$ . Στη συνέχεια μπορούμε να υπολογίσουμε τη δύναμη βαθμίδας για συγκεκριμένες μετατοπίσεις του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας.

### ➤ Μέθοδος με βάση τη κίνηση Brown

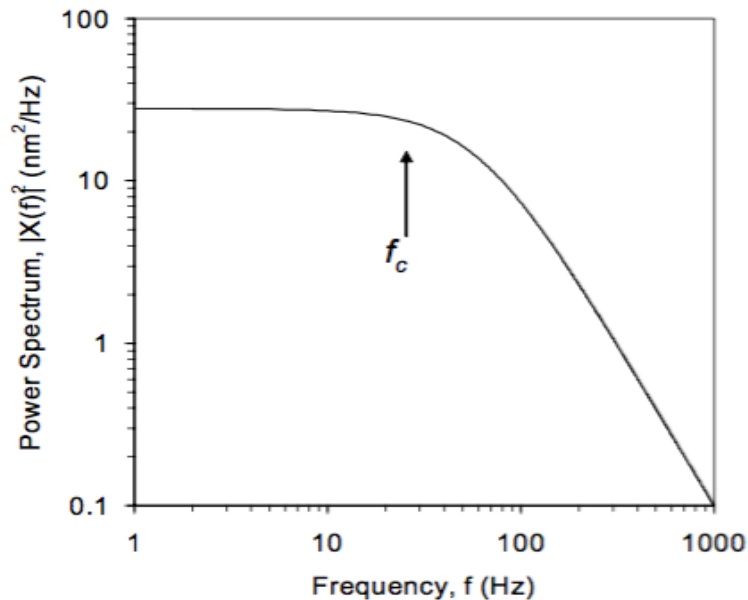
Στην προηγούμενη ενότητα αναφέραμε έναν τρόπο υπολογισμού της οπτικής δύναμης μέσω του νόμου του Hooke. Επίσης, περιγράψαμε έναν τρόπο προσδιορισμού του συντελεστή  $k$ , που για την τεχνική της οπτικής παγίδευσης ονομάζεται ακαμψία της παγίδας, μέσω του οποίου είναι δυνατό να υπολογίσουμε την οπτική δύναμη.

Η μέθοδος με βάση την κίνηση Brown πρόκειται για μία παρόμοια μεθοδολογία, μόνο που σ' αυτήν την περίπτωση ο τρόπος προσδιορισμού του συντελεστή  $k$  δεν γίνεται μέσω ενός εξωτερικού αιτίου (π.χ. τη μεταβολή της ισχύος του laser), αλλά ενός εσωτερικού αιτίου, ενός αιτίου που ενυπάρχει στο σύστημα σωματίδιο-περιβάλλοντας χώρος. Το αίτιο αυτό είναι η κίνηση Brown, η τυχαία κίνηση των σωματιδίων ενός υγρού ή αερίου. Όσον αφορά την οπτική παγίδευση παρατηρείται μία ταλάντωση του παγιδευμένου σωματιδίου που οφείλεται στις τυχαίες δυνάμεις λόγω θερμικών διακυμάνσεων. Οι θερμικές διακυμάνσεις οφείλονται στην παρουσία της ακτινοβολίας του laser εντός του υγρού. Λαμβάνοντας υπόψη το προηγούμενο ανάλογο, μπορούμε και σ' αυτήν την περίπτωση να προσεγγίσουμε την ταλάντωση του σωματιδίου μέσω του νόμου του Hooke, αρκεί το σωματίδιο να κινείται σ' αρμονικό δυναμικό<sup>[54]</sup>.

Μετρώντας το πλάτος των ταλαντώσεων συναρτήσει της συχνότητας, μπορούμε να λάβουμε το φάσμα ισχύος της θέσης του σωματιδίου λόγω της κίνησης Brown (Σχήμα 2.8). Παρατηρούμε ότι για χαμηλές συχνότητες οι διακυμάνσεις στη θέση ισορροπίας είναι περίπου σταθερές, εν αντιθέσει με τις υψηλές συχνότητες όπου παρατηρείται απότομη αλλαγή στην κλίση της καμπύλης. Μέσω του σημείου καμπής της γραφικής παράστασης υπολογίζουμε τη συχνότητα γονάτου (corner frequency)  $f_c$ , η οποία συνδέεται με τον συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  μέσω της σχέσης

$$f_c = \frac{k}{2\pi\gamma} \quad (2.8)$$

όπου  $\gamma$  ο συντελεστής της σχέσης (2.1). Αφού υπολογίσουμε το συντελεστή  $k$  θα είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε την τιμή της οπτικής δύναμης.



Σχήμα 2.8 Ιδανικό φάσμα ισχύος για ένα σωματίδιο στην οπτική παγίδα. Το φάσμα ισχύος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό της ακαμψίας της παγίδας<sup>[57]</sup>.

### ➤ Άλλες μέθοδοι

Πέρα από τις βασικές μεθόδους που αναφέραμε προωύτερα, υπάρχουν κι άλλες μέθοδοι λιγότερο γνωστές που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της οπτικής δύναμης. Ουσιαστικά, πρόκειται για παραλλαγές των προαναφερθέντων μεθόδων. Τέτοιες μέθοδοι είναι η μέθοδος της διηλεκτροφόρησης, η μέθοδος της βηματικής απόκρισης και η μέθοδος της ισοκατανομής.

Η μέθοδος διηλεκτροφόρησης είναι μια ενδιαφέρουσα μέθοδος διότι αποτελεί μία τεχνική χειρισμού σωματιδίων, με μέγεθος να κυμαίνεται από το 1 έως περίπου τα 1000  $\mu\text{m}^2$ . Σε διαστάσεις άνω και κάτω του συγκεκριμένου φάσματος μεγέθους σωματιδίων η ηλεκτρική δύναμη είναι ανεπαρκής λόγω της ισχυρής εμφάνισης της δύναμης της βαρύτητας ή της κίνησης Brown, αντίστοιχα. Η διαφοροποίηση αυτής της μεθόδου έχει να κάνει με την ανομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου που εφαρμόζεται στα σωματίδια που βρίσκονται ανάμεσα στα ηλεκτρόδια. Ο τρόπος υπολογισμού έχει ως εξής: αφού

παγιδεύσουμε το σωματίδιο, αυξάνουμε την τάση στα ηλεκτρόδια σταδιακά έως ότου το σωματίδιο απεγκλωβιστεί από την οπτική παγίδα με κατεύθυνση το ηλεκτρόδιο. Επομένως, η δύναμη διηλεκτροφόρησης είναι ίση με την δύναμη βαθμίδας την οποία μπορούμε να την υπολογίσουμε.

Η μέθοδος της βηματικής απόκρισης μοιάζει με μία από τις παραλλαγές της μεθόδου διαφυγής στον τρόπο διεξαγωγής της μέτρησης. Πρόκειται για την περίπτωση όπου η τράπεζα μαζί με το δείγμα παρέμεναν ακίνητα, ενώ μετακινούταν το laser. Ενώ μοιάζει με τη μέθοδο ακαμψίας της παγίδας στον τρόπο προσέγγισης για τον υπολογισμό της οπτικής δύναμης, η ιδιαιτερότητα αυτής της μεθόδου έγκειται στο γεγονός ότι το laser δεν μετακινείται με σταθερή ταχύτητα αλλά με συγκεκριμένο βηματισμό μετρώντας την απόκριση του παγιδευμένου σωματιδίου. Συγκεκριμένα όσο πιο μεγάλη η ταχύτητα του βήματος, τόσο αλλάζει κι η ασκούμενη δύναμη στο σωματίδιο, με αποτέλεσμα μετά από αρκετές μετρήσεις να μπορεί να προσδιοριστεί ο συντελεστής ακαμψίας της παγίδας  $k$ . Σ' αυτήν την περίπτωση ο συντελεστής  $k$  υπολογίζεται μέσα από τη σχέση (2.9), που το συνδέει με τον συντελεστή  $\gamma$  της σχέσης (2.1) και με τη χρονική σταθερά  $\tau$ , η οποία περιγράφει την κίνηση αποκατάστασης.

$$k = \frac{\gamma}{\tau} \quad (2.9)$$

Η άλλη μέθοδος είναι η μέθοδος της ισοκατανομής, μία παραλλαγή της μεθόδου της κίνησης Brown. Χρησιμοποιώντας πάλι ένα φάσμα υπολογίζουμε το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  και στη συνέχεια την οπτική δύναμη. Για ένα αρμονικό δυναμικό, η κατανομή Boltzmann συνδέεται με το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$  μέσω της σχέσης

$$\frac{1}{2} k_b T = \frac{1}{2} k \langle x^2 \rangle \quad (2.10)$$

όπου  $k_b$  η σταθερά Boltzmann. Μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία  $T$ , λαμβάνουμε κάθε φορά ένα μεγάλο πλήθος θέσεων του παγιδευμένου σωματιδίου συναρτήσει της απόστασης  $x$  του σωματιδίου από το κέντρο της παγίδας. Έτσι, προκύπτει ένα φάσμα πιθανοτήτων, που μας δείχνει την πιθανότητα  $P(x)$  να βρεθεί το σωματίδιο στην απόσταση  $x$  από το κέντρο. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να προσδιορίσουμε το συντελεστή ακαμψίας της παγίδας  $k$ .

### 3. ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΟΠΤΙΚΗΣ ΠΑΓΙΔΕΥΣΗΣ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΜΙΚΡΟ-ΔΟΜΗΜΕΝΩΝ ΥΠΟΣΤΡΩΜΑΤΩΝ

Μέχρι τώρα ασχοληθήκαμε με την θεωρητική και την πειραματική ανάλυση του φαινομένου της οπτικής παγίδευσης. Τώρα θα μελετήσουμε το φαινόμενο θεωρητικά με σκοπό να εντοπίσουμε την βέλτιστη-ισχυρότερη οπτική παγίδα κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες, όπως για παράδειγμα τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της παγίδας, το μήκος κύματος της δέσμης του laser, τα υλικά της παγίδας, κλπ. Στην περίπτωση μας μελετήσαμε το φαινόμενο με τη χρήση του προγράμματος COMSOL Multiphysics<sup>[59]</sup>.

#### 3.1. Οπτική Δύναμη και ο Τανυστής τάσεων του Maxwell (Maxwell's stress tensor)

Στα μοντέλα των προσομοιώσεων, υπήρχε ένα σωματίδιο με τις ιδιότητες του πολυστυρενίου και θεωρούνταν πάντα παγιδευμένο. Οι οπτικές δυνάμεις υπολογίστηκαν μέσω του τανυστή τάσης του Maxwell (Maxwell's stress tensor). Στην υπολογιστική φυσική αυτή η μέθοδος είναι γνωστή ως μέθοδος MST (Maxwell's Stress Tensor method)<sup>[60]</sup>. Με τη βοήθεια του τανυστή τάσης του Maxwell, υπολογίστηκαν οι συνολικές οπτικές δυνάμεις που δημιουργεί το πεδίο. Το λογισμικό προσομοίωσης COMSOL Multiphysics<sup>[59]</sup> παρέχει, μέσω αλγορίθμων, τις αντίστοιχες μαθηματικές σχέσεις του τανυστή του Maxwell ώστε να υπολογίζει την συνολική οπτική δύναμη, καθώς και τις επιμέρους συνιστώσες της δύναμης (δύναμη σκέδασης και δύναμη βαθμίδας). Αρκούσε να δοθεί η κατάλληλη εντολή κάθε φορά, μέσω του προγράμματος προσομοίωσης, που παρέχεται από το εγχειρίδιο του λογισμικού (COMSOL documentation). Ακόμη, το πρόγραμμα μας έδινε τη δυνατότητα να καθορίσουμε τη διεύθυνση του διανύσματος της οπτικής δύναμης, προς τα κάτω (downward) ή προς τα πάνω (upward)<sup>[61, 62, 63]</sup>. Οι οπτικές δυνάμεις υπολογίζονταν ξεχωριστά για κάθε άξονα του καρτεσιανού συστήματος (x, y, z άξονες), ενώ για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων, γινόταν κατάλληλη επεξεργασία των υπολογιστικών

δεδομένων, μέσω του υπολογιστικού προγράμματος SciDAVis.

Είναι γνωστό ότι ο τανυστής του Maxwell (Maxwell's stress tensor) μπορεί να υπολογίσει την συνολική μηχανική δύναμη που επιφέρει ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο πάνω σε έναν όγκο. Η δύναμη ανά μονάδα όγκου είναι:

$$\vec{f} = \rho \vec{E} + \vec{J} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

Αντικαθιστώντας τις κατάλληλες εξισώσεις του Maxwell, παίρνουμε την παρακάτω εξίσωση:

$$\vec{f} = \epsilon_o (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \vec{E} + \left( \frac{1}{\mu_o} \vec{\nabla} \times \vec{B} - \epsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \times \vec{B} \quad (3.2)$$

Από το νόμο του Faraday έχουμε:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (3.3)$$

και επειδή

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) = \left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \times \vec{B} \right) + \left( \vec{E} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (3.4)$$

συνδυάζοντας τις (3.3) και (3.4) προκύπτει

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \times \vec{B} = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) + \vec{E} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \quad (3.5)$$

Αντικαθιστώντας την (3.5) στην (3.1), έχουμε:

$$\vec{f} = \epsilon_o [(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \vec{E} - \vec{E} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E})] - \frac{1}{\mu_o} [\vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B})] - \epsilon_o \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (3.6)$$

Για να γίνει αυτή η έκφραση πιο συμμετρική, προσθέτουμε τον όρο  $(\vec{\nabla} \cdot \vec{B})\vec{B}$ , που είναι ίσος με το μηδέν και γράφουμε στην έκφραση (3.6) τις παρακάτω ταυτότητες:

$$\vec{E} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \frac{1}{2} \vec{\nabla}(E^2) - (\vec{E} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} \quad (3.7)$$

και

$$\vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \frac{1}{2} \vec{\nabla}(B^2) - (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} \quad (3.8)$$

Έτσι, η εξίσωση (3.6) παίρνει τη μορφή:

$$\begin{aligned} \vec{f} = \epsilon_o [(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})\vec{E} + (\vec{E} \cdot \vec{\nabla})\vec{E}] + \frac{1}{\mu_o} [(\vec{\nabla} \cdot \vec{B})\vec{B} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{B}] \\ - \frac{1}{2} \vec{\nabla} \left( \epsilon_o E^2 + \frac{1}{\mu_o} B^2 \right) - \epsilon_o \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E} \times \vec{B}) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Λόγω της περίπλοκης μορφής της εξίσωσης, απλοποιούμε την παραπάνω μορφή, εισάγοντας τον τανυστή ηλεκτρομαγνητικής τάσης του Maxwell, ο οποίος είναι ως εξής:

$$T_{ij} = \epsilon_o \left( E_i E_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} E^2 \right) + \frac{1}{\mu_o} \left( B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} B^2 \right) \quad (3.10)$$

Τελικά, η συνολική δύναμη που ασκείται σε έναν όγκο  $V$  είναι το επιφανειακό ολοκλήρωμα της δύναμης πάνω στον όγκο, άρα:

$$\vec{F} = \oint_S \vec{T} \cdot d\vec{a} - \epsilon_o \mu_o \frac{d}{dt} \int_V \vec{S} d\tau^{[21]} \quad (3.11)$$

όπου  $\vec{S}$  το διάνυσμα Poynting.

Στην περίπτωση όπου το πρόβλημα είναι ανεξάρτητο του χρόνου, όπως συμβαίνει και στις δικές μας περιπτώσεις μοντελοποίησης, ο δεύτερος όρος μηδενίζεται και έτσι η συνολική ηλεκτρομαγνητική δύναμη που ασκείται σε κάποιον όγκο, μπορεί να εκφραστεί εξ' ολοκλήρου από τον τανυστή του Maxwell στο σύνορο, το οποίο αποτελεί η επιφάνεια

αυτού του όγκου. Ο τανυστής εκφράζει τη δύναμη ανά μονάδα εμβαδού που ασκείται σε μια στοιχειώδη επιφάνεια, κάτι το οποίο αντιστοιχεί σε πίεση. Πιο συγκεκριμένα, το  $T_{ij}$  είναι η δύναμη ανα μονάδα εμβαδού στην κατεύθυνση  $i$  που ασκείται σ' ένα στοιχείο επιφάνειας προσανατολισμένης κατά την κατεύθυνση  $j$ . Επομένως, οι διαγώνιες συνιστώσες του τανυστή ( $T_{xx}, T_{yy}, T_{zz}$ ) αναπαριστούν τις κάθετες τάσεις που ασκούνται στον όγκο και αντιστοιχούν σε πιέσεις, ενώ τα μη διαγώνια στοιχεία ( $T_{xy}, T_{xz}$ , κλπ.) αναπαριστούν διατμητικές τάσεις που αντιστοιχούν με τη σειρά τους σε “τεντώματα” της επιφάνειας<sup>[21]</sup>.

Αυτή η ανάλυση του τανυστή του Maxwell υπολογίζει τη συνολική οπτική δύναμη πάνω στο παγιδευμένο σωματίδιο, όταν ολοκληρώσουμε την τάση  $T$  σε όλη την επιφάνειά του και η δύναμη που προκύπτει από την ανάλυση, όσον αφορά τις δυνάμεις που υπολογίζονται με τη βοήθεια των προσομοιώσεων, είναι:

$$\langle \vec{F} \rangle = \int_S \left\{ \frac{\epsilon}{2} \text{Re}[(\vec{E} \cdot \hat{n})\vec{E}^*] - \frac{\epsilon}{4} (\vec{E} \cdot \vec{E}^*)\hat{n} + \frac{\mu}{2} \text{Re}[(\vec{H} \cdot \hat{n})\vec{H}^*] - \frac{\mu}{4} (\vec{H} \cdot \vec{H}^*)\hat{n} \right\} dV \quad (3.12)$$

όπου  $S$  η επιφάνεια του σωματιδίου και  $\hat{n}$  το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια.

Για τον υπολογισμό των δυνάμεων βαθμίδας και σκέδασης, οι οποίες αποτελούν τις συνιστώσες της συνολικής οπτικής δύναμης, αρκεί να υπενθυμίσουμε ότι, για τον θεωρητικό τους υπολογισμό και κάνοντας χρήση του τανυστή τάσεων του Maxwell, η δύναμη βαθμίδας συσχετίζεται με το ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης ενώ η δύναμη σκέδασης με το μαγνητικό. Οι αντίστοιχες σχέσεις για τον υπολογισμό της δύναμης βαθμίδας και της δύναμης σκέδασης είναι:

$$\vec{F}_{grad} = \int \rho(r, t) * \vec{E}(r, t) dV \quad (3.13)$$

$$\vec{F}_{scat} = \int j(r, t) * \vec{H}(r, t) dV \quad (3.14)$$

Το λογισμικό προσομοιώσεων COMSOL Multiphysics<sup>[59]</sup> δίνει τη δυνατότητα υπολογισμού της δύναμης της βαθμίδας και της δύναμης σκέδασης ξεχωριστά, ενώ ταυτόχρονα μας παρέχεται η δυνατότητα να υπολογίσουμε και τη συνολική οπτική δύναμη

που δέχεται το σωματίδιο. Ο υπολογισμός των τάσεων και των αντίστοιχων δυνάμεων γίνεται μέσω αλγορίθμων ήδη ενσωματωμένων στο λογισμικό, οι οποίοι ενεργοποιούνται με την κατάλληλη εντολή. Εμείς ως χρήστες, απλά εισάγουμε την εντολή και ορίζουμε την επιφάνεια ολοκλήρωσης.

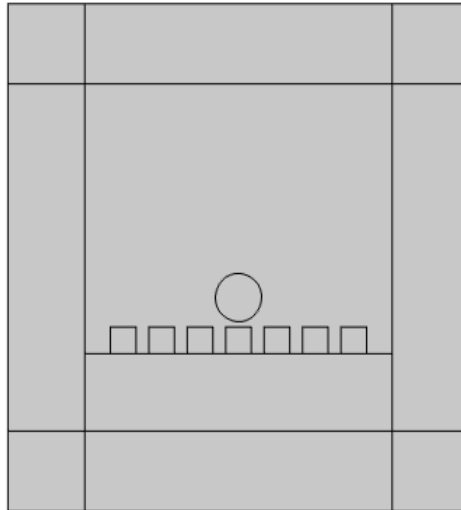
### 3.2. Μοντελοποίηση Οπτικής Παγίδευσης

Η θεωρητική μελέτη έγινε μέσω προσομοιώσεων για δισδιάστατα μοντέλα. Μελετήθηκαν γεωμετρίες μεταλλικών νανοδομών αποτελούμενων από μεταλλικά νανοσύρματα (nanowires) τετραγωνικής, ορθογωνικής, ισόπλευρης τριγωνικής και ισοσκελούς τριγωνικής διατομής. Το λογισμικό προσομοίωσης, εξαιτίας της δισδιάστατης φύσης του, έδινε την εικόνα της διατομής της μεταλλικής νανοδομής, θεωρώντας πως η άλλη διάσταση του υποστρώματος ήταν πολύ μεγάλη και εκτεινόταν στο άπειρο. Ως προς το μέταλλο της νανοδομής, εξετάστηκαν και μελετήθηκαν δύο διαφορετικά υλικά, ο άργυρος (Ag) και ο χρυσός (Au). Οι νανοδομές ήταν τοποθετημένες πάνω σε ένα υπόστρωμα από SiO<sub>2</sub> (Σχήμα 3.1). Πάνω από τις μεταλλικές νανοδομές σχεδιάστηκε το προς παγίδευση σωματίδιο, το οποίο ήταν μια σφαίρα πολυστυρενίου. Στη μελέτη μας εξετάσαμε τρία διαφορετικά μεγέθη του σωματιδίου και συγκεκριμένα τρεις διαφορετικές ακτίνες της σφαίρας, 225nm, 450nm και 900nm. Όλα τα παραπάνω στοιχεία περιβάλλονταν από νερό. Επίσης μελετήσαμε την παγίδα μας για p-πόλωση αλλά και για s-πόλωση της δέσμης του laser. Ένα άλλο στοιχείο που μεταβάλλαμε κατά την μελέτη μας ήταν η ακτίνα της δέσμης στην εστία. Όσον αφορά τα υλικά, πήραμε υπόψη μας τη διηλεκτρική τους σταθερά, σε συνάρτηση με το δείκτη διάθλασης του κάθε υλικού, όπως δίνει η παρακάτω σχέση:

$$\epsilon_r = (n - ik)^2 \quad (3.15)$$

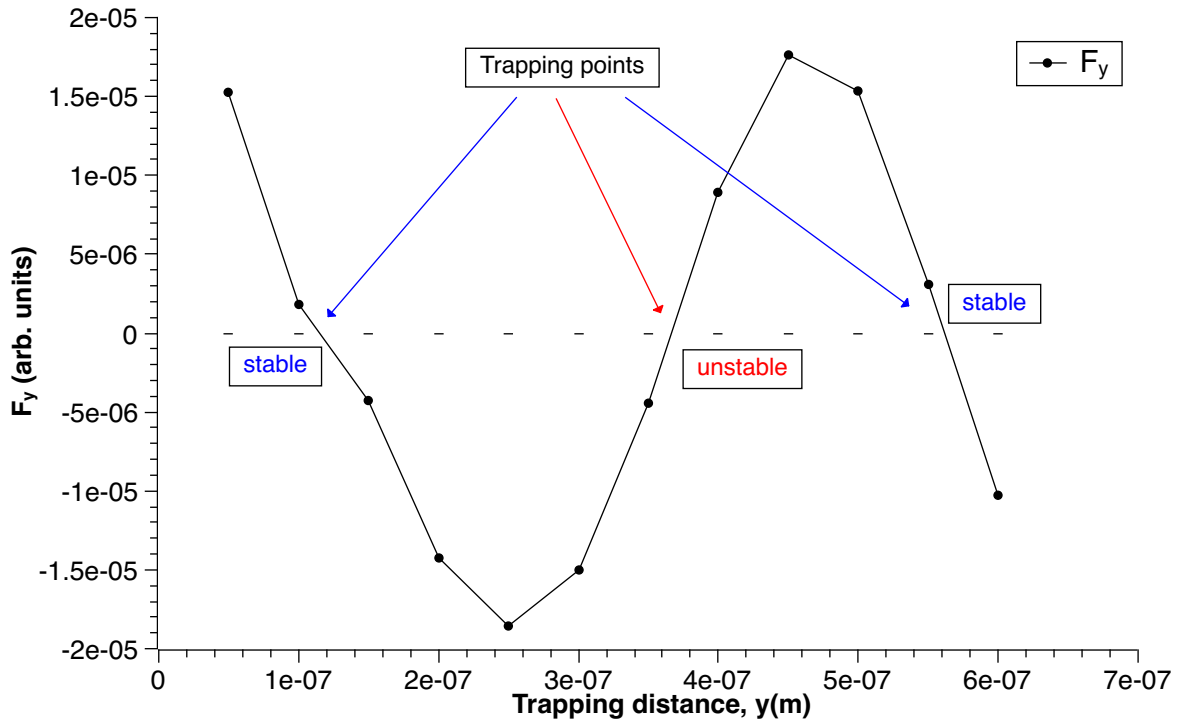
όπου  $n$ ,  $k$  το πραγματικό και το φανταστικό μέρος αντίστοιχα του δείκτη διάθλασης για το κάθε υλικό στην προσομοίωση. Τις πληροφορίες σχετικά με τον δείκτη διάθλασης του κάθε υλικού τις αντλήσαμε από βάση δεδομένων στο διαδίκτυο<sup>[64]</sup>. Τέλος, χρησιμοποιήσαμε Γκαουσιανή δέσμη laser ισχύος 100mW στα 1064nm και 800nm.





Σχήμα 3.1 Απεικόνιση μοντέλου νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής

Σε προηγούμενο κεφάλαιο είχαμε αναφέρει ότι η δύναμη βαθμίδας συμπεριφέρεται σαν δύναμη επαναφοράς και ισχύει η σχέση (1.12). Αναζητώντας την ισχυρότερη παγίδα έπρεπε να υπολογίσουμε τον συντελεστή ακαμψίας  $k$  (κατά απόλυτη τιμή) της κάθε παγίδας. Η ισχυρότερη παγίδα θα είναι αυτή με τον μεγαλύτερο συντελεστή  $k$ . Ο υπολογισμός του συντελεστή  $k$  πραγματοποιήθηκε μέσω των οπτικών δυνάμεων με τη βοήθεια του τανυστή τάσεων του Maxwell. Ο τανυστής του Maxwell ήταν χρήσιμος για τον υπολογισμό της τάσης που ασκούσε η ακτινοβολία πάνω στο σώμα. Η ασκούμενη δύναμη υπολογίστηκε μέσω της σχέσης (3.12) μιας και οι διαστάσεις του προς παγίδευση σωματιδίου ήταν όμοιες με το μήκος κύματος της ακτινοβολίας του laser. Αναλυτικότερα, έπρεπε να υπολογιστούν δύο δυνάμεις, η κάθετη δύναμη  $\vec{F}_y$  και η οριζόντια δύναμη  $\vec{F}_x$ . Προκειμένου να υπολογίσουμε την τιμή της κάθετης δύναμης  $\vec{F}_y$ , στα πιθανά σημεία παγίδευσης, έπρεπε πρώτα να προσδιοριστούν τα σημεία αυτά κατά μήκος του άξονα διάδοσης. Έτσι, υπολογίστηκε η κάθετη δύναμη  $\vec{F}_y$  για διάφορα σημεία κατά μήκος του άξονα διάδοσης, δηλαδή του άξονα  $y$ , μέσω της σχέσης (3.12). Στη συνέχεια, με τη βοήθεια του υπολογιστικού προγράμματος, σχεδιάστηκε η γραφική παράσταση της κάθετης δύναμης  $\vec{F}_y$  συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο εστίασης της δέσμης κατά μήκος του άξονα  $y$ . Ο προσδιορισμός των πιθανών σημείων γίνεται στα σημεία όπου η κάθετη δύναμη  $\vec{F}_y$  μηδενίζεται, ενώ ταυτόχρονα είναι θετική για μικρότερες τιμές του  $y$  κι αρνητική για μεγαλύτερες τιμές του  $y$ . Αυτό συμβαίνει για να εξασφαλιστεί η σταθερότητα της παγίδευσης (Σχήμα 3.2).



Σχήμα 3.2 Γραφική παράσταση της αξονικής δύναμης  $\vec{F}_y$  συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο της εστίας της δέσμης, κατά τον άξονα διάδοσης της δέσμης. Τα σημεία μηδενισμού της δύναμης είναι τα πιθανά σημεία οπτικής παγίδευσης του σωματιδίου.

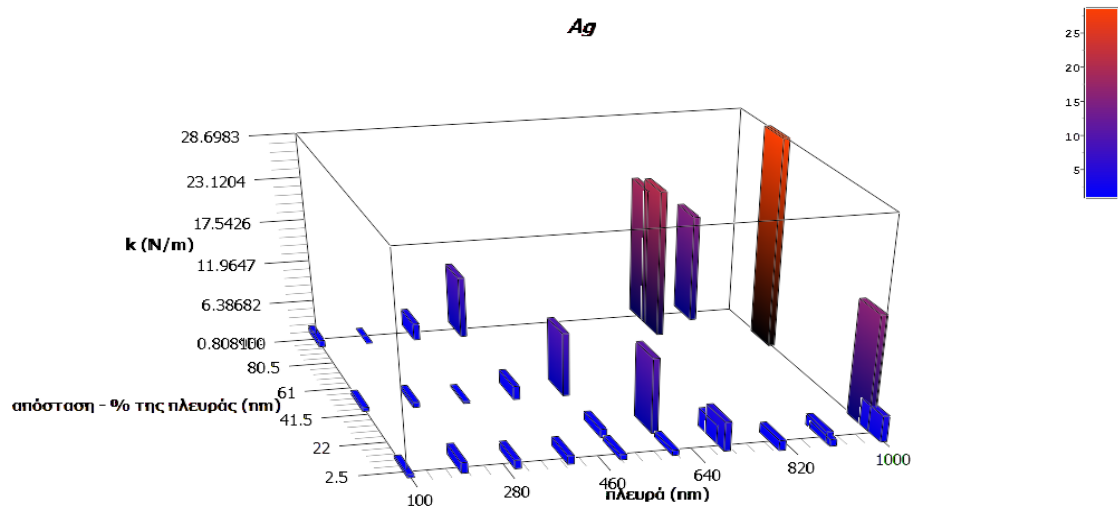
Αφού προσδιοριστούν τα σημεία παγίδευσης κατά μήκος του άξονα διάδοσης της δέσμης, υπολογίζουμε την μεταβολή της οριζόντιας δύναμης  $\vec{F}_x$  ως προς την οριζόντια μετατόπιση του σωματιδίου προς παγίδευση, δηλαδή τον άξονα  $x$ . Ουσιαστικά αυτό που υπολογίζουμε δεν είναι τίποτε άλλο από τον λόγο  $dF_x/dx$ , δηλαδή την κλίση της σχέσης (1.12).

### 3.3. Αποτελέσματα και Συμπεράσματα

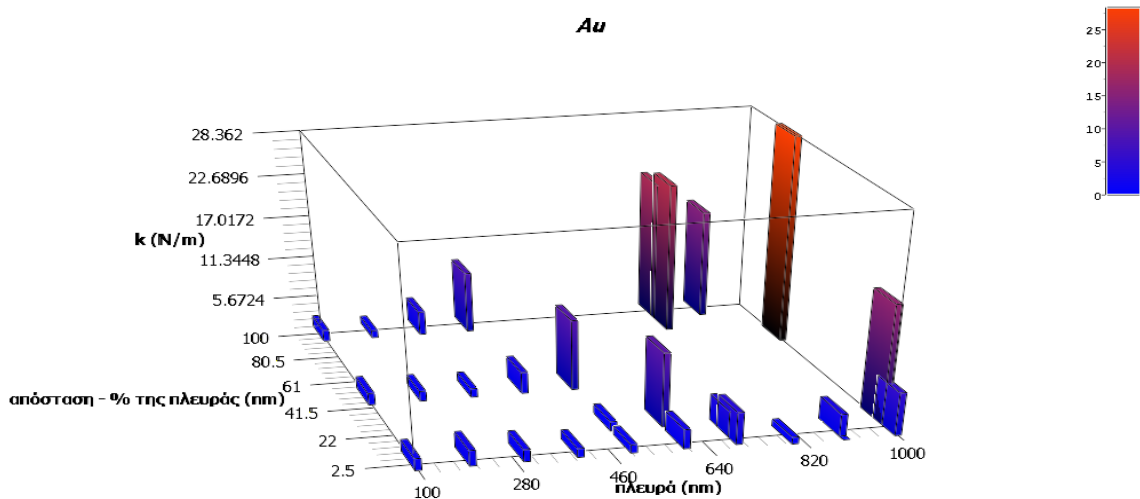
#### 3.3.1. Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανосуρματα τετραγωνικής και ορθογωνικής διατομής με δέσμη laser στα 1064nm

##### Αποτελέσματα

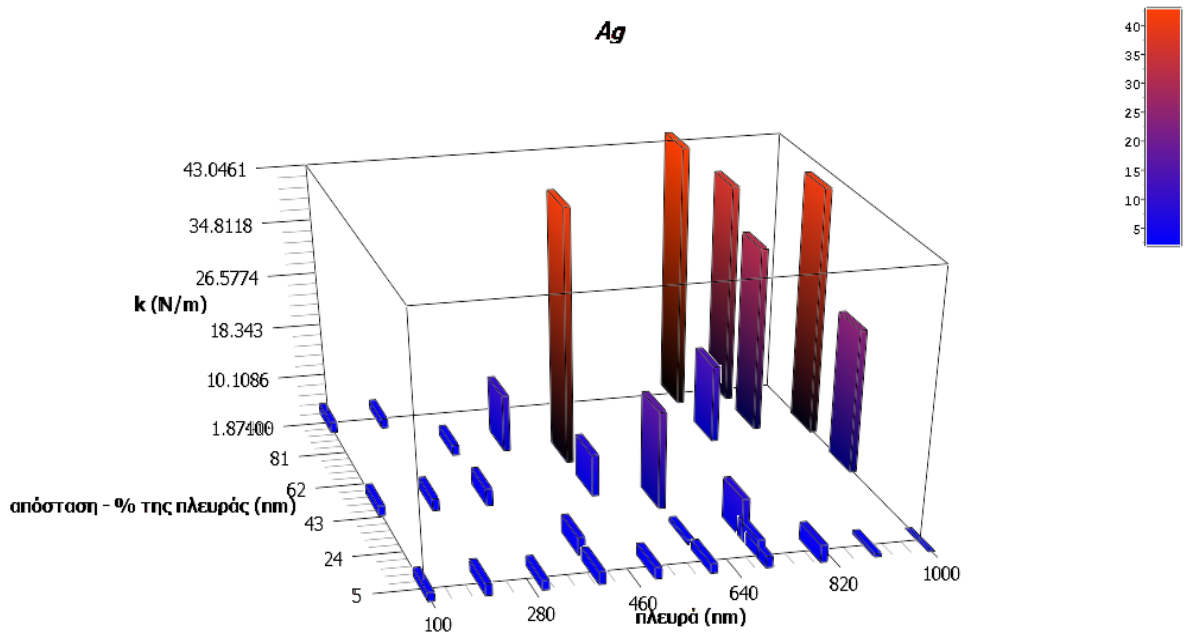
##### Ακτίνα πολυστυρενίου 225nm



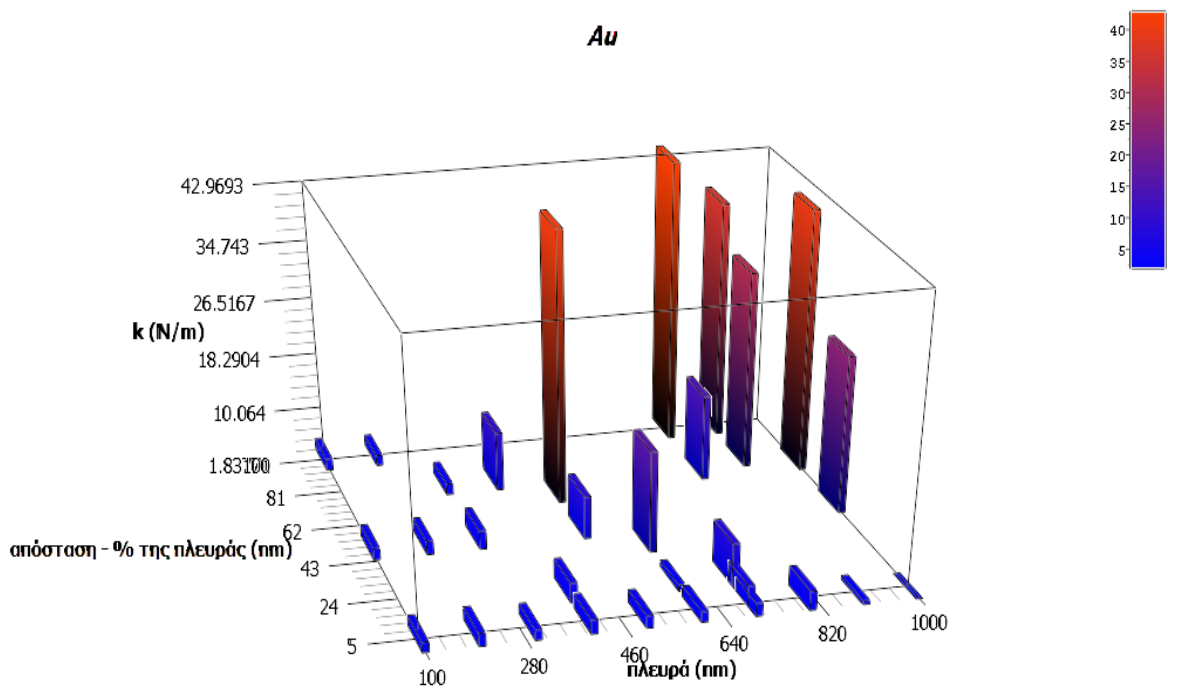
Σχήμα 3.3 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανосуρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



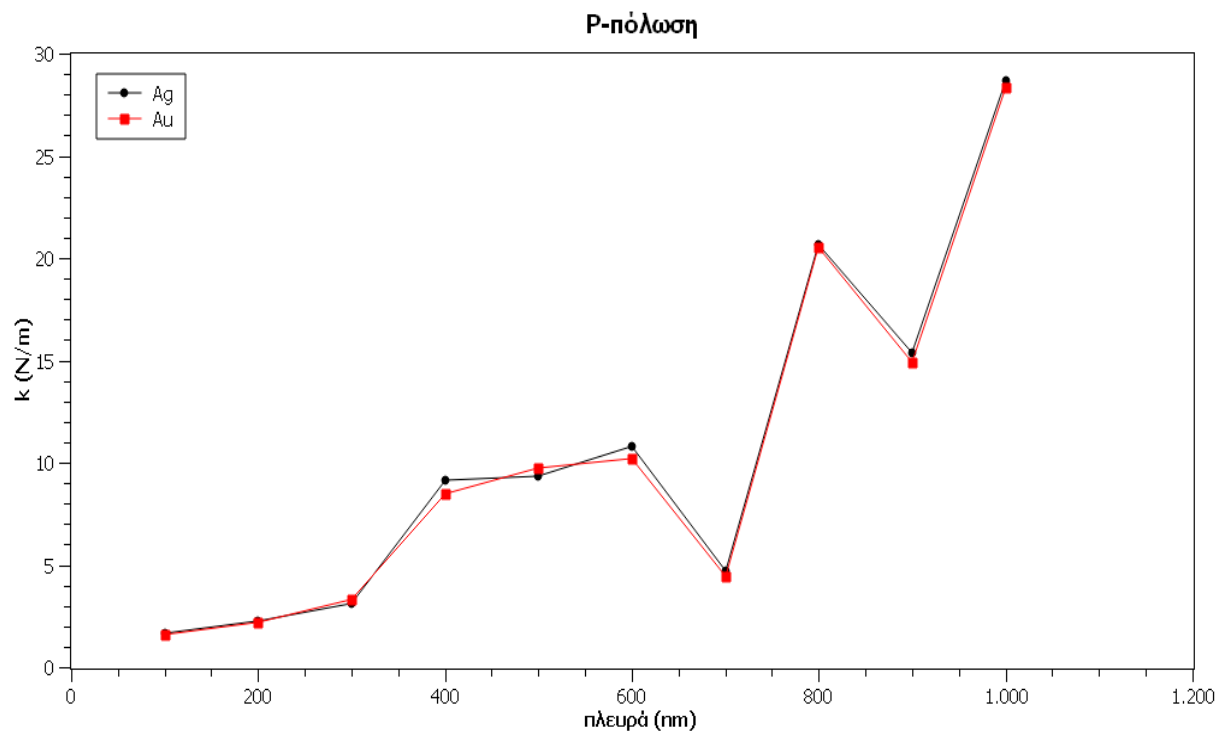
Σχήμα 3.4 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανосуρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



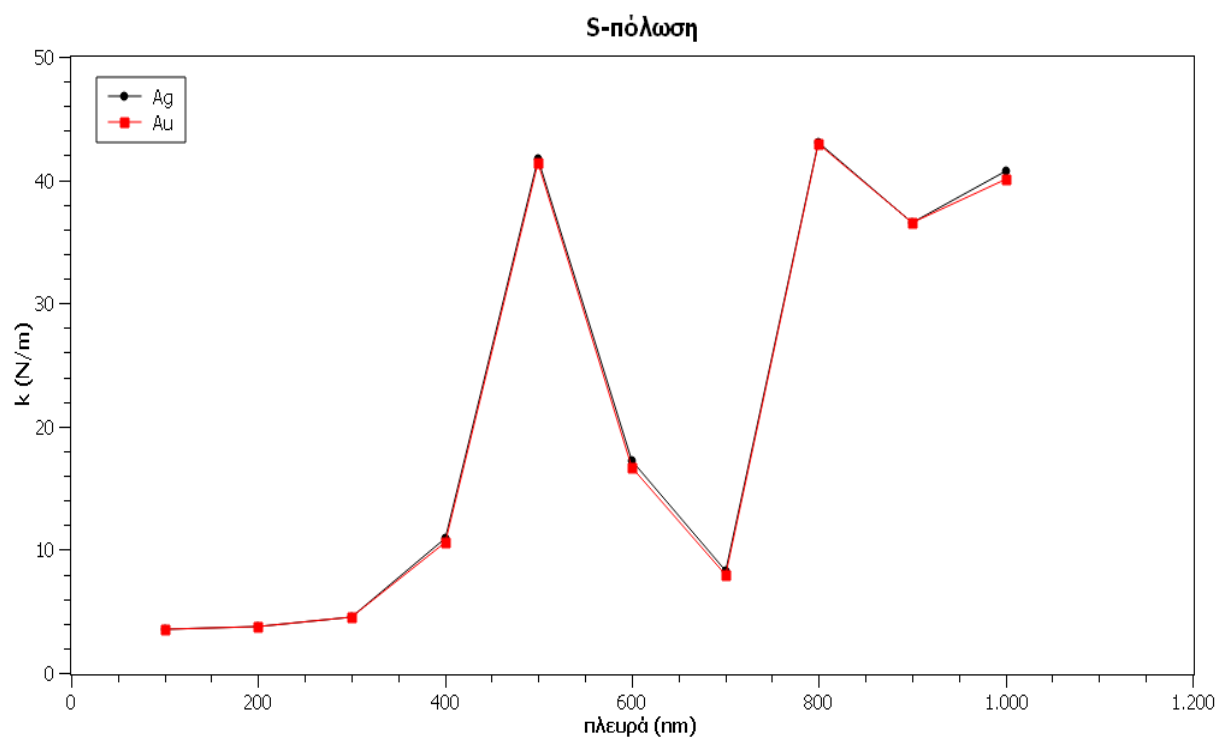
Σχήμα 3.5 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



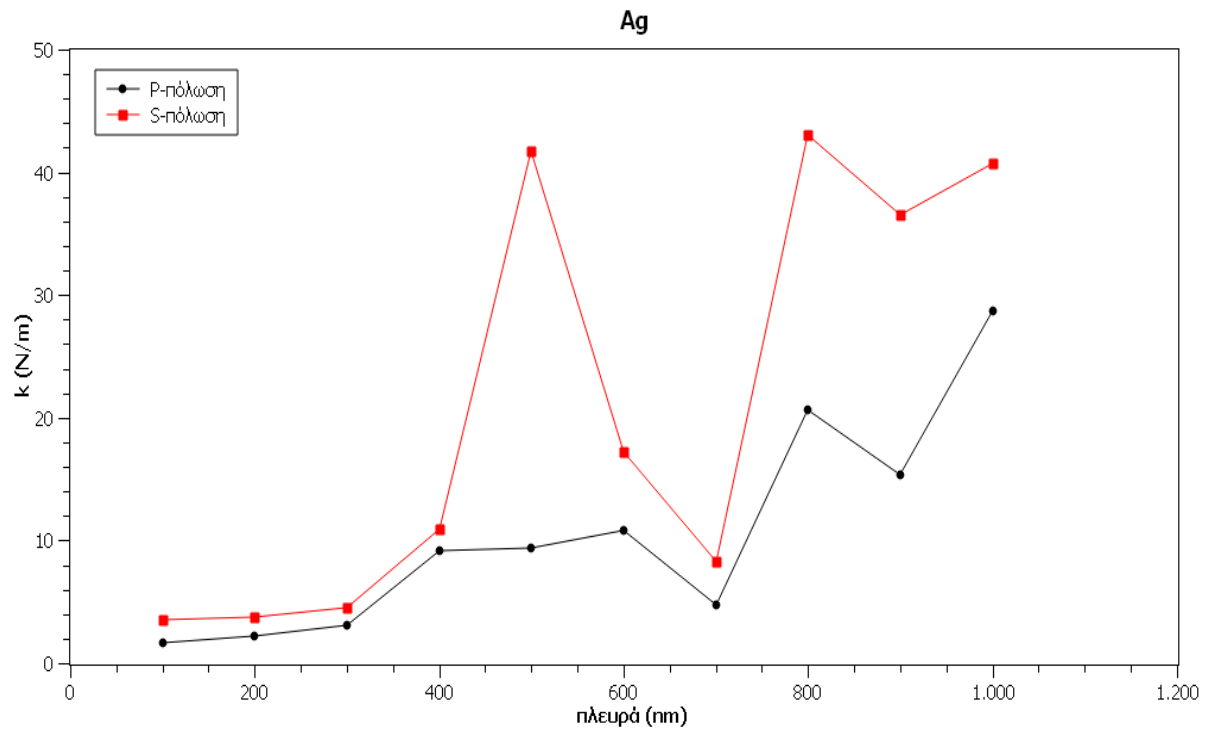
Σχήμα 3.6 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



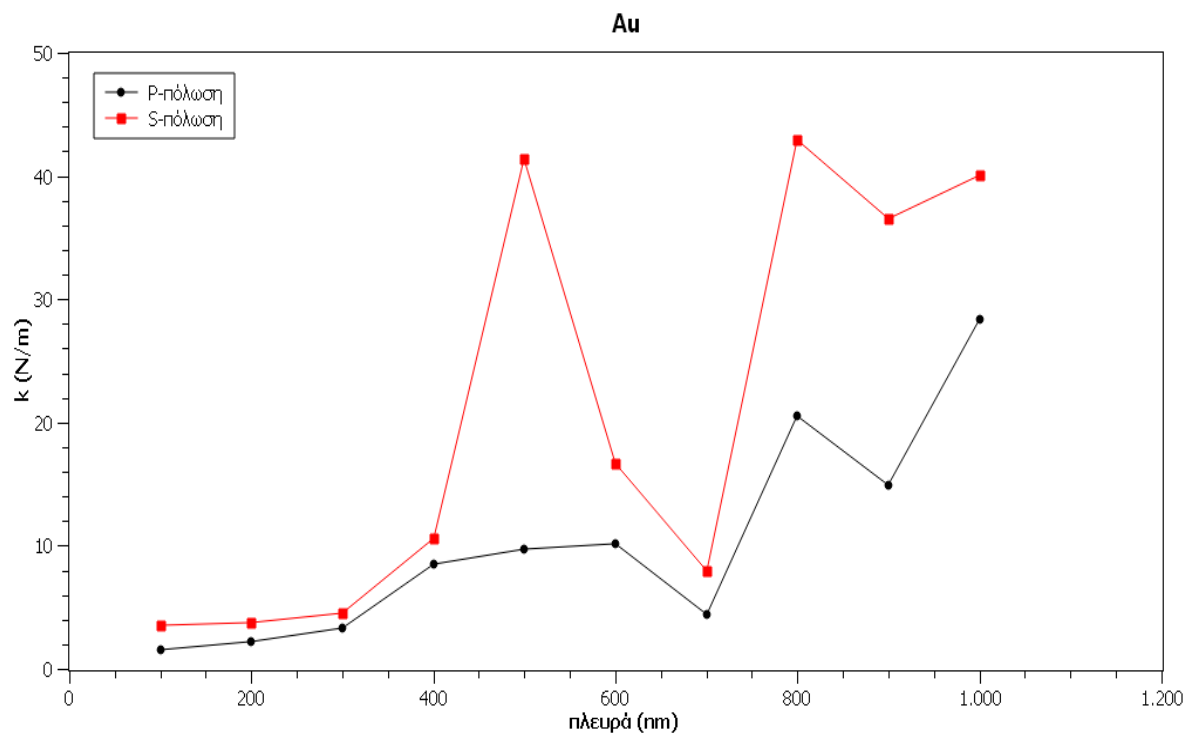
Σχήμα 3.7 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



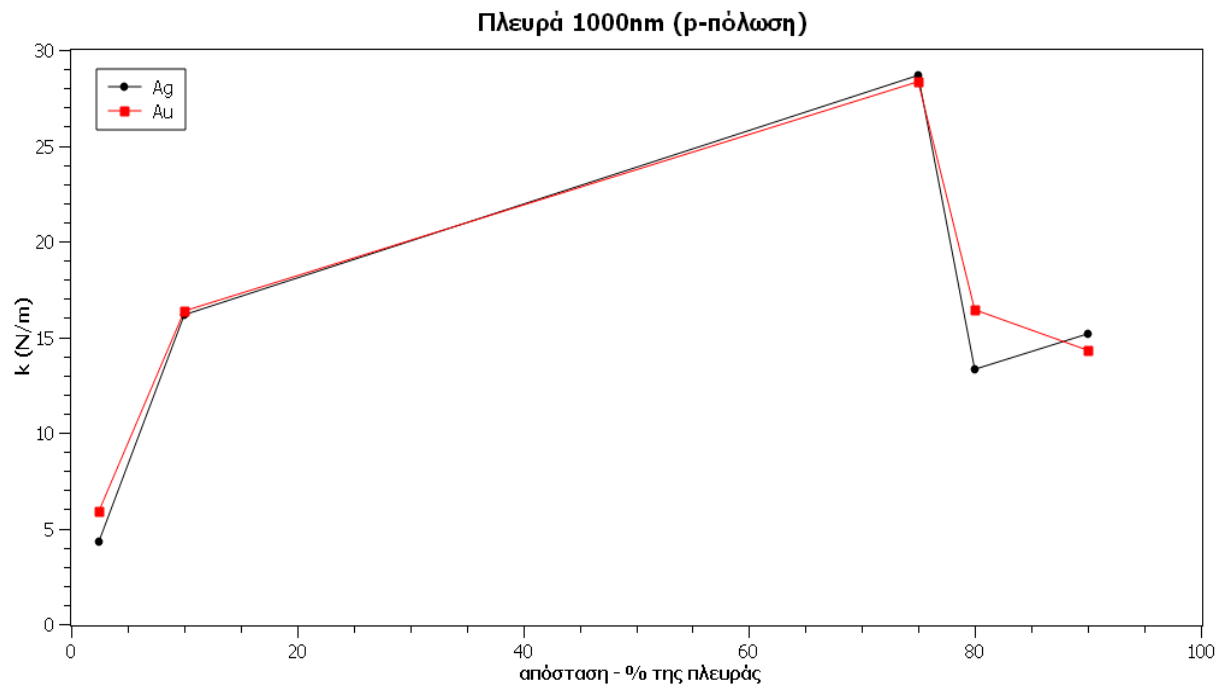
Σχήμα 3.8 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



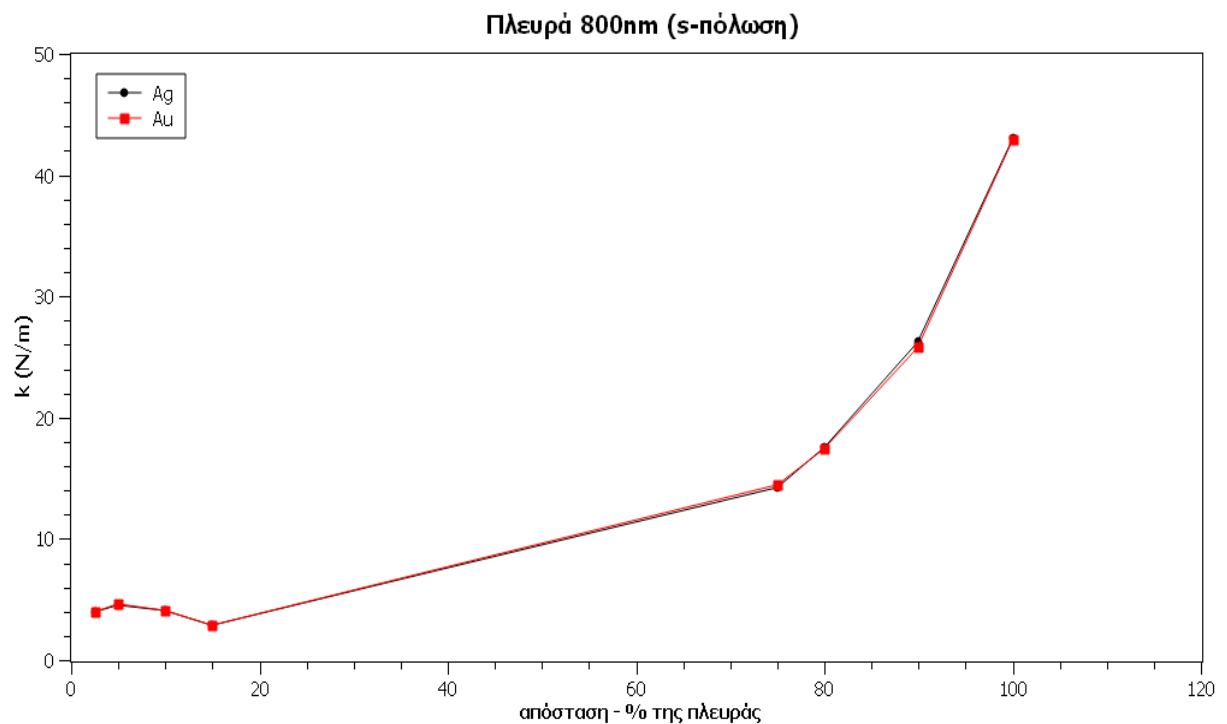
Σχήμα 3.9 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



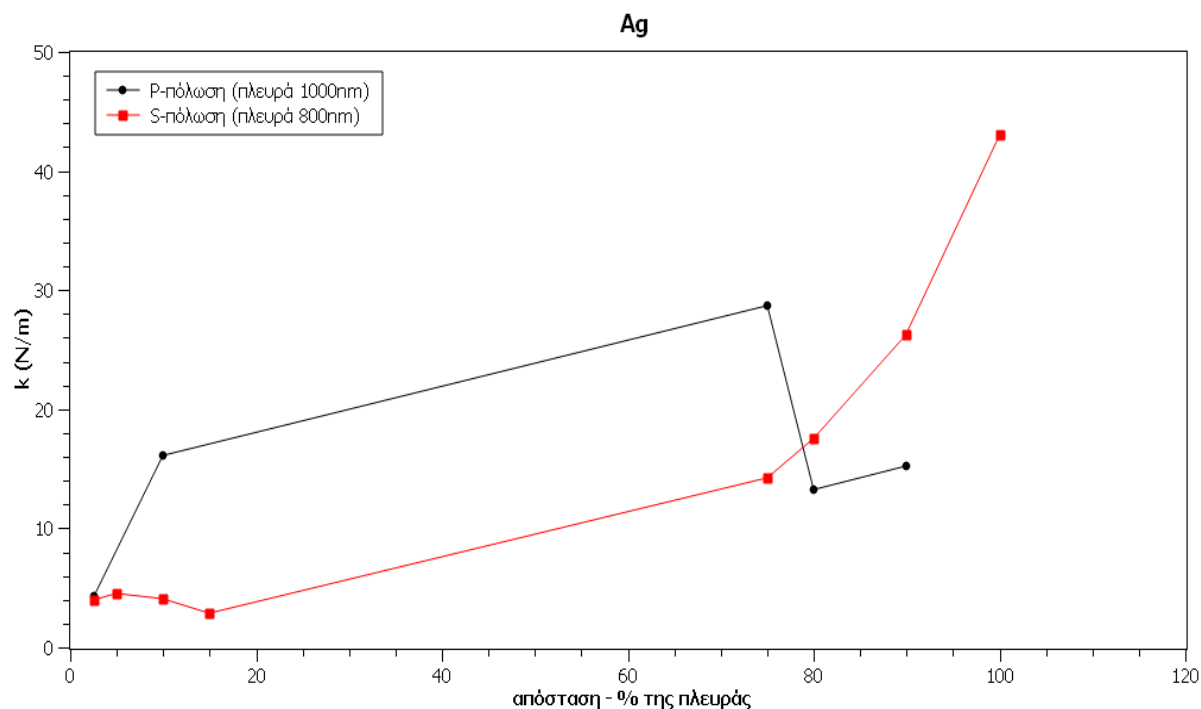
Σχήμα 3.10 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



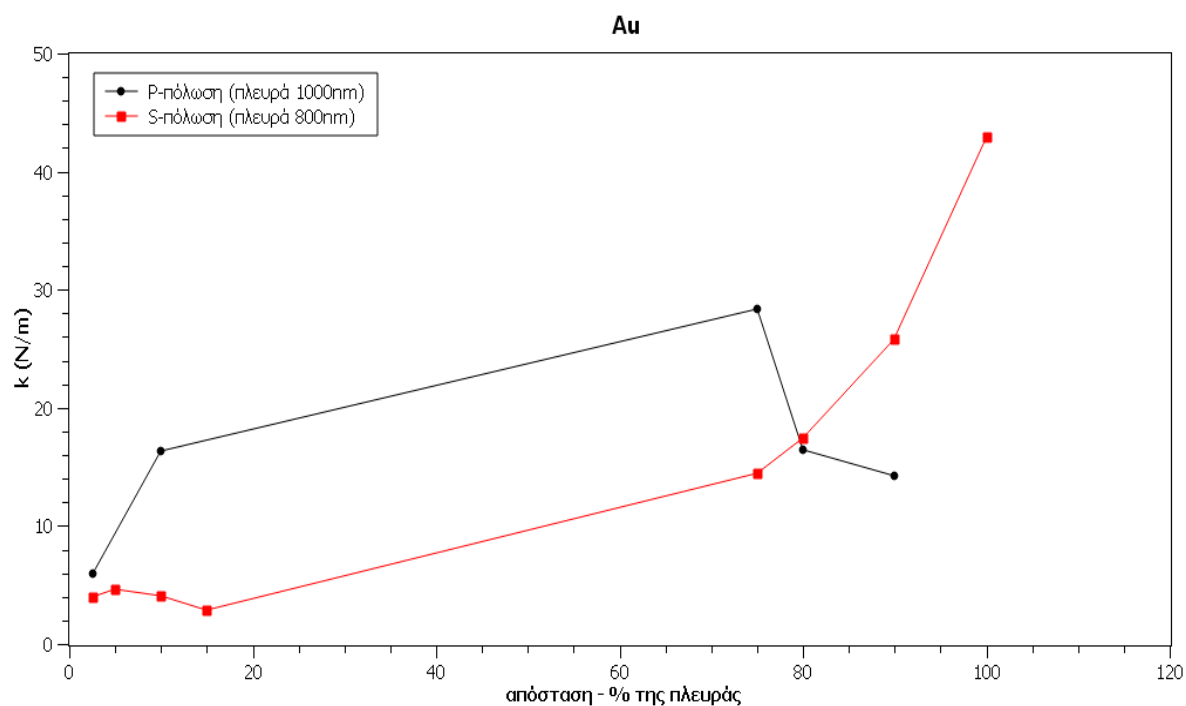
Σχήμα 3.11 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



Σχήμα 3.12 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

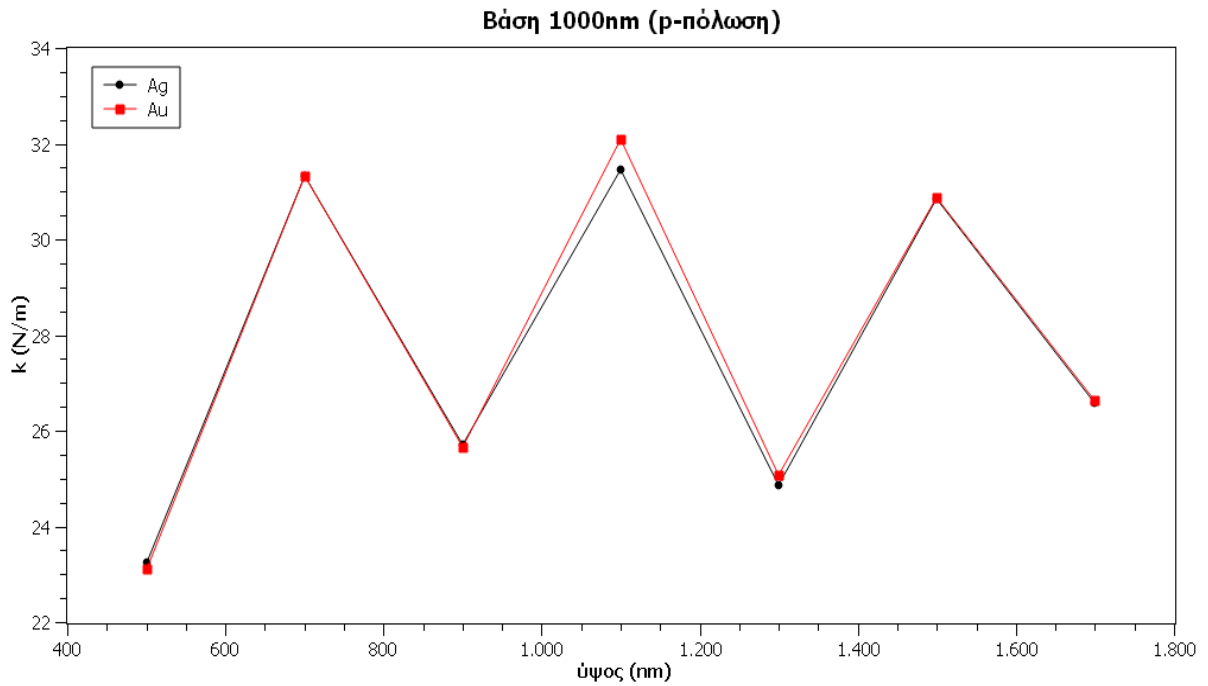


Σχήμα 3.13 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

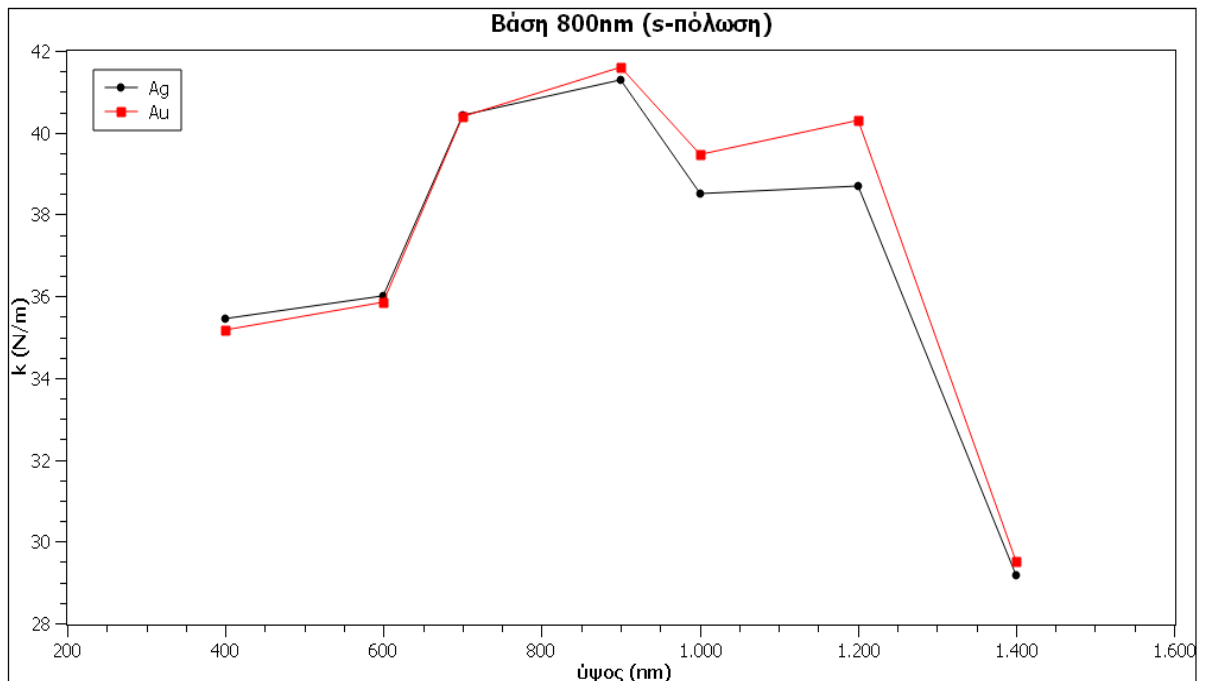


Σχήμα 3.14 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

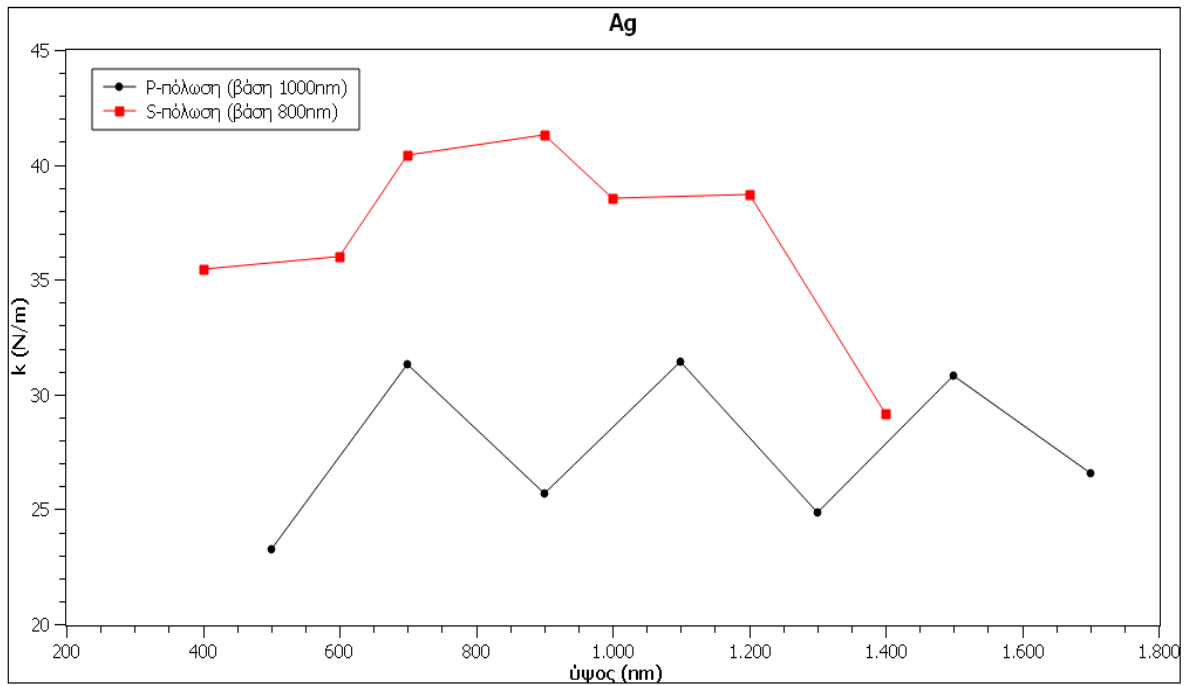




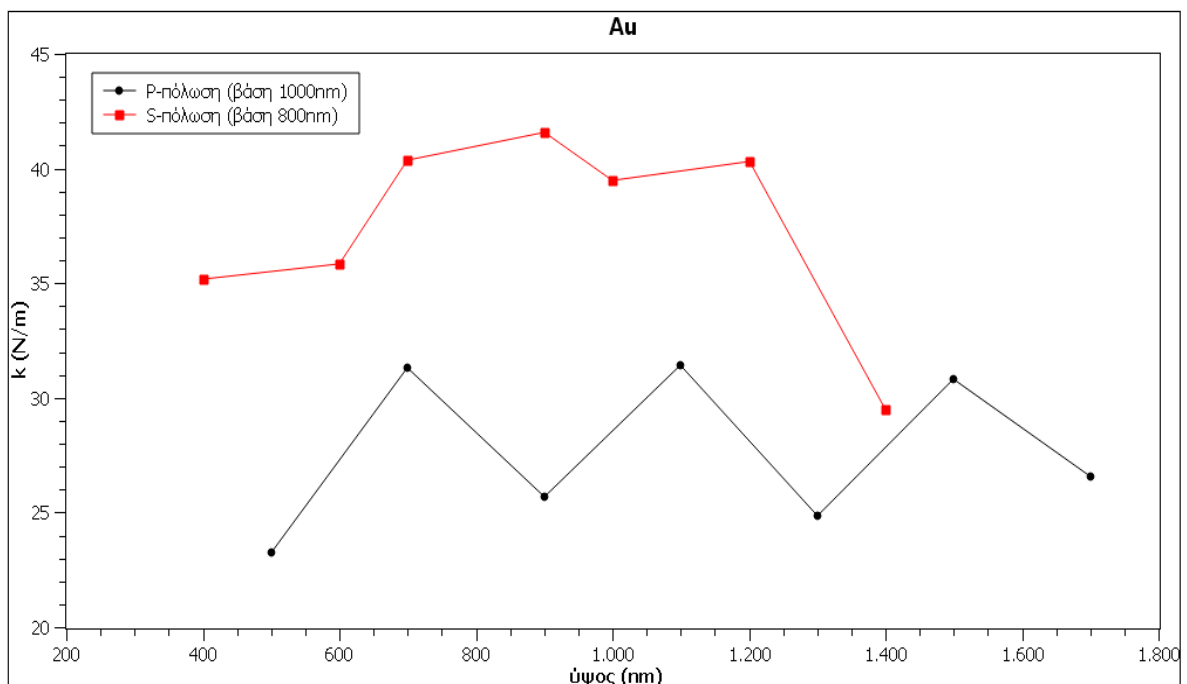
Σχήμα 3.15 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 75% της βάσης.



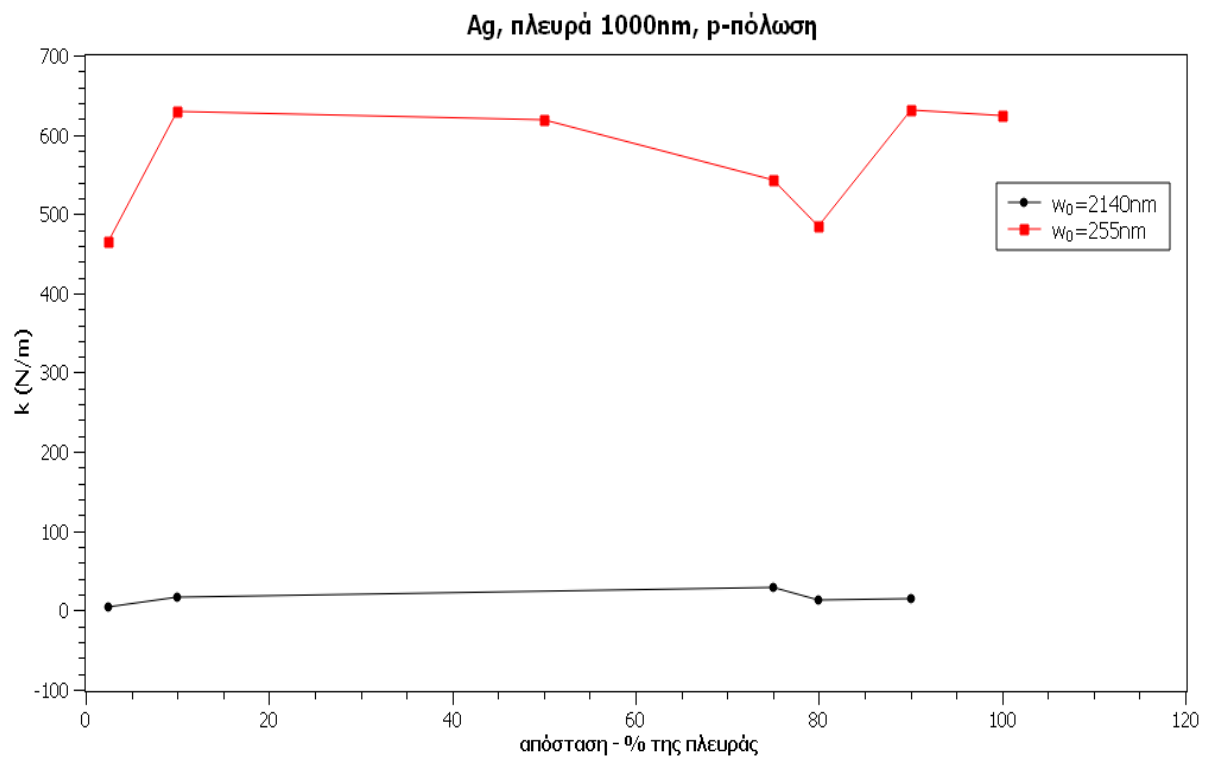
Σχήμα 3.16 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 100% της βάσης.



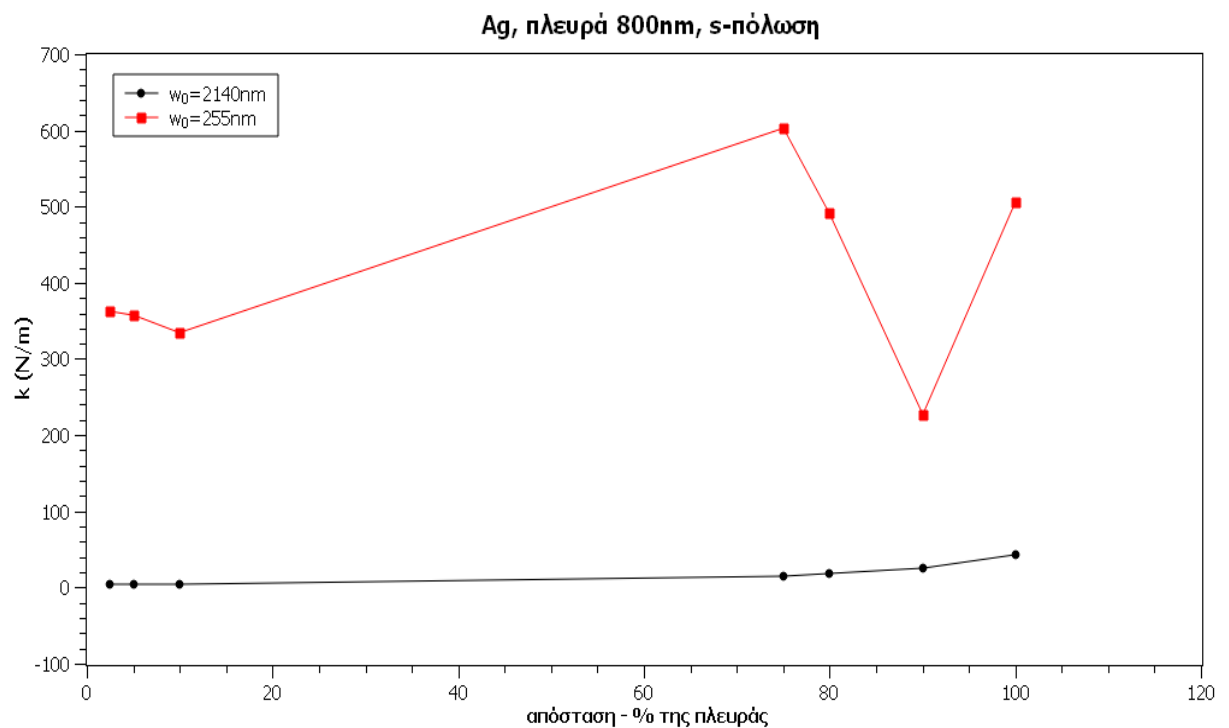
Σχήμα 3.17 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 75% και 100% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.18 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 75% και 100% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.19 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (δεδομένης πλευράς και πόλωσης) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο διαφορετικές ακτίνες δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στην πλευρά που ο  $k$  παρουσιάζει μέγιστη τιμή.



Σχήμα 3.20 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (δεδομένης πλευράς και πόλωσης) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο διαφορετικές ακτίνες δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στην πλευρά που ο  $k$  παρουσιάζει μέγιστη τιμή.

### Συμπεράσματα

Στην περίπτωση που η δέσμη έχει ακτίνα στην εστία 2140nm, ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι μεγαλύτερος, γενικά, στην περίπτωση της s-πόλωσης απ' ό,τι στην p-πόλωση. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι 43N/m και για τα δύο υλικά (Ag, Au) στην περίπτωση της s-πόλωσης. Αυτή η τιμή παρουσιάζεται όταν οι τετραγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 800nm και απέχουν μεταξύ τους 100% της πλευράς, δηλαδή 800nm. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 28N/m και για τα δύο υλικά, και οι νανοδομές έχουν πλευρά 1000nm και απέχουν 75% της πλευράς, δηλαδή 750nm. Επομένως η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 225nm, οι νανοδομές είναι τετραγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 2140nm στην εστία, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 800nm, απέχουν 800nm και η δέσμη είναι s-πολωμένη. Ισχυρή παγίδα έχουμε και όταν οι νανοδομές έχουν πλευρά 500nm και απέχουν 70% της πλευράς, δηλαδή 350nm, για s-πολωμένη δέσμη. Ωστόσο ο  $k$  είναι λίγο μεγαλύτερος όταν η πλευρά είναι 800nm παρά όταν είναι 500nm.

Όταν η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι μεγαλύτερος στην περίπτωση της p-πόλωσης. Συγκεκριμένα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι 631N/m για τον Ag στην περίπτωση της p-πόλωσης και παρουσιάζεται όταν οι τετραγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 1000nm και απέχουν μεταξύ τους 90% της πλευράς, δηλαδή 900nm. Στην περίπτωση της s-πόλωσης η μέγιστη τιμή του  $k$  για τον Ag είναι 602N/m και παρουσιάζεται όταν οι νανοδομές έχουν πλευρά 800nm και απέχουν 75% της πλευράς, δηλαδή 600nm.

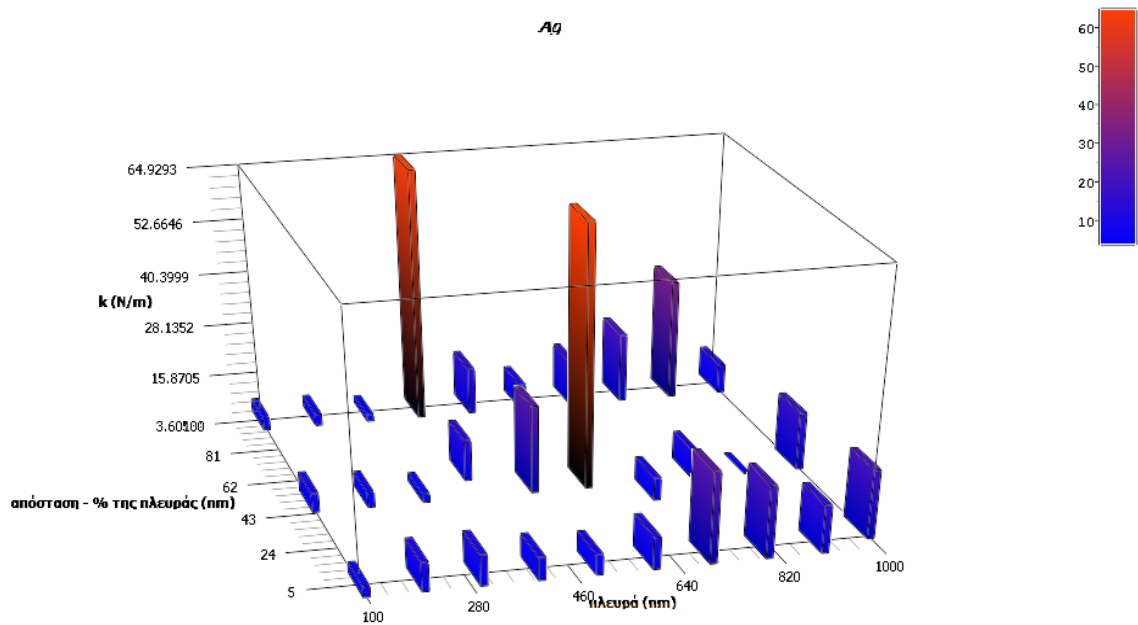
Στις ορθογωνικές νανοδομές και εφόσον η δέσμη έχει ακτίνα 2140nm, ο μέγιστος  $k$  παρουσιάζεται όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη. Συγκεκριμένα αν οι νανοδομές έχουν βάση 800nm, ύψος 900nm και απέχουν 800nm τότε ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 42N/m για τον Au και 41.3N/m για τον Ag. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη και οι νανοδομές έχουν βάση 1000nm, ύψος 1100nm και απέχουν 750nm, ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 32.1N/m για τον Au και 31.5N/m για τον Ag. Επιπλέον ισχυρή παγίδα υπάρχει και όταν η βάση των νανοδομών είναι 500nm, το ύψος έχει τιμές π.χ. από 100nm έως 1000nm και η απόσταση μεταξύ τους είναι 350nm.

Ένα άλλο στοιχείο που παρουσιάζει ενδιαφέρον είναι η σχέση που αναπτύσσεται μεταξύ του μεγέθους του σωματιδίου προς παγίδευση και της ακτίνας της δέσμης στην εστία. Παρατηρούμε πως ο  $k$  είναι μεγαλύτερος όταν η ακτίνα είναι μικρή σε αντίθεση με

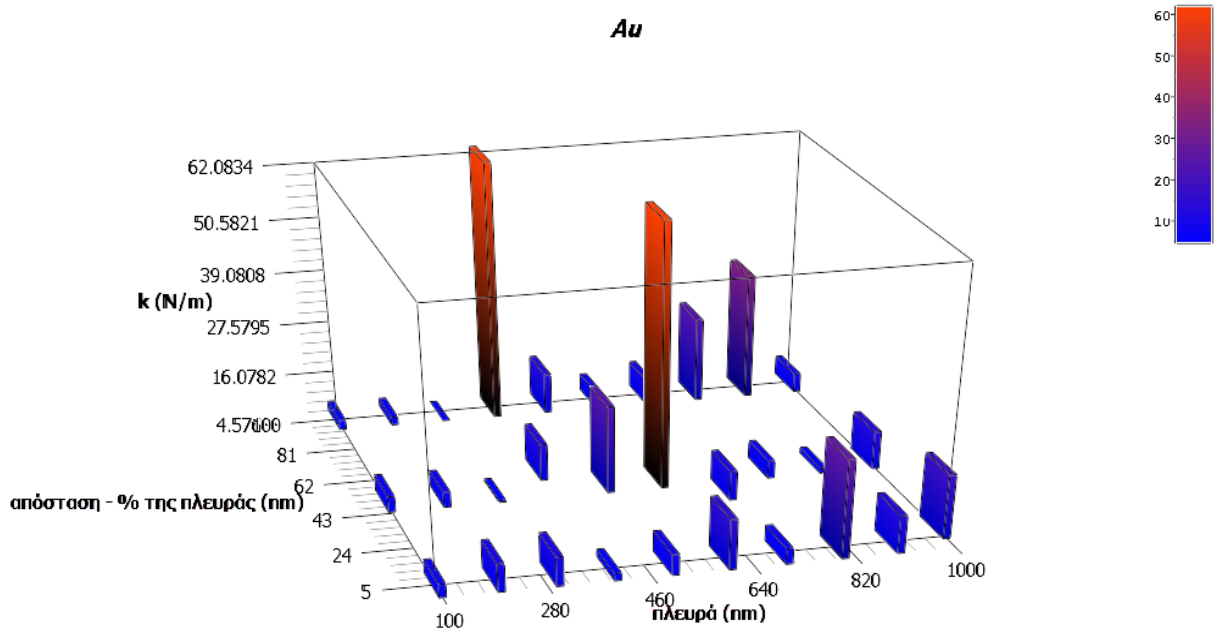
την περίπτωση που η ακτίνα είναι μεγάλη. Ο συντελεστής  $k$  είναι αρκετά μεγάλος όταν η ακτίνα είναι 255nm. Φαίνεται, λοιπόν, πως όταν το μέγεθος του σωματιδίου προς παγίδευση είναι σχεδόν ίσο με την ακτίνα της δέσμης στην εστία τότε η παγίδα είναι πολύ ισχυρή. Αν η ακτίνα της δέσμης είναι μερικές φορές μεγαλύτερη από το μέγεθος του σωματιδίου τότε η δέσμη το υπερκαλύπτει και η ισχύς της παγίδας είναι μικρή. Με άλλα λόγια όσο πιο πολύ “εφαρμόζει” το σωματίδιο με την ακτίνα της δέσμης, τόσο ισχυρότερη είναι η παγίδα.

### Αποτελέσματα

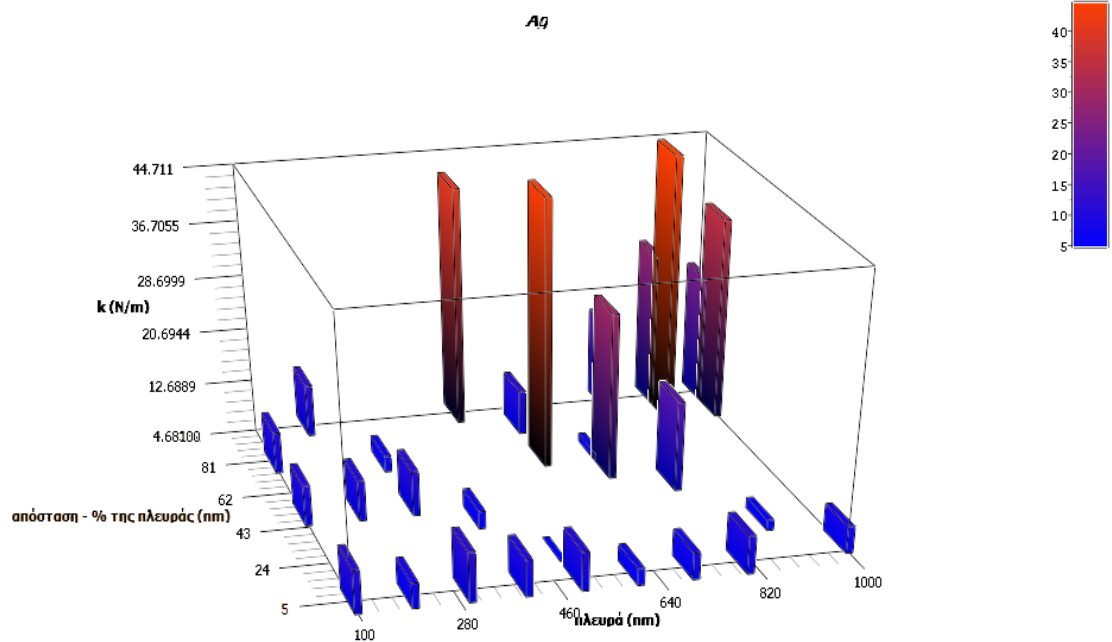
#### Ακτίνα πολυστυρενίου 450nm



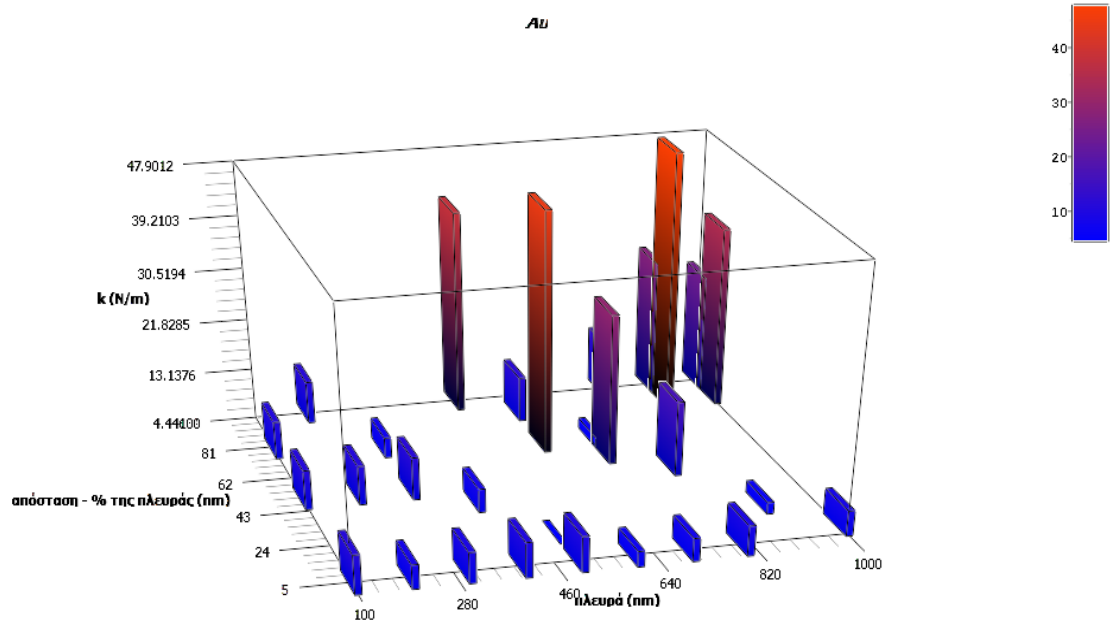
Σχήμα 3.21 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



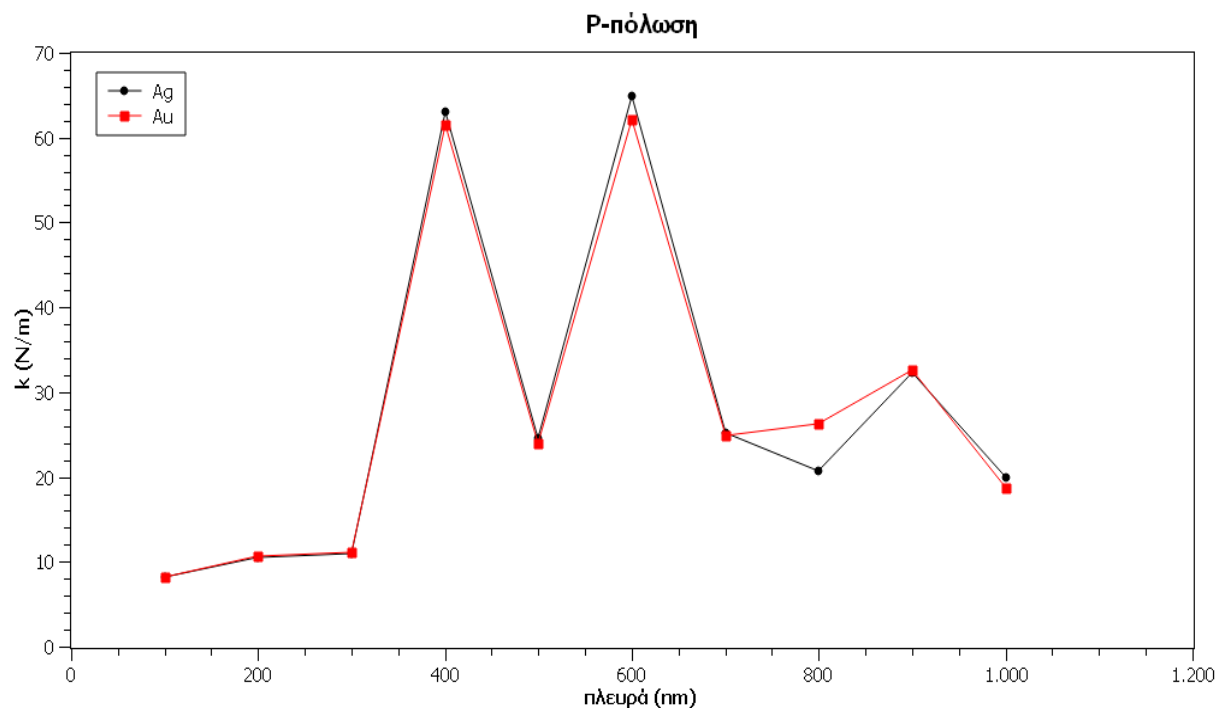
Σχήμα 3.22 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



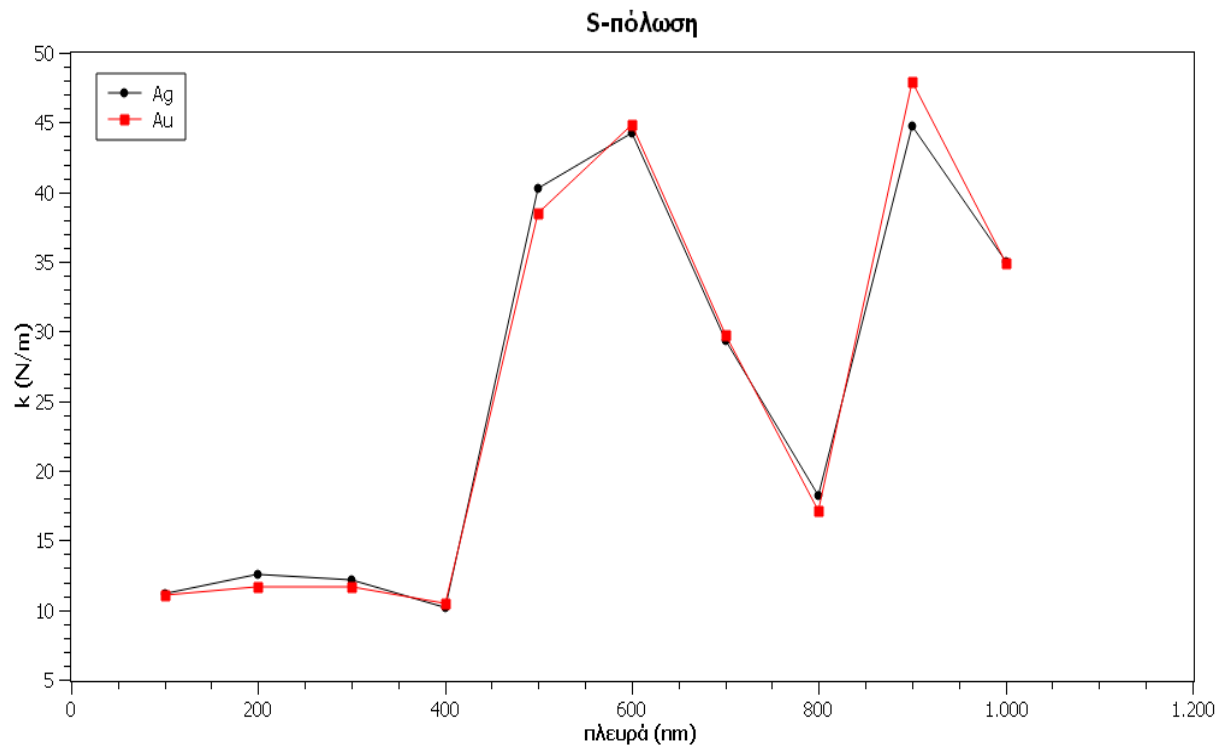
Σχήμα 3.23 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



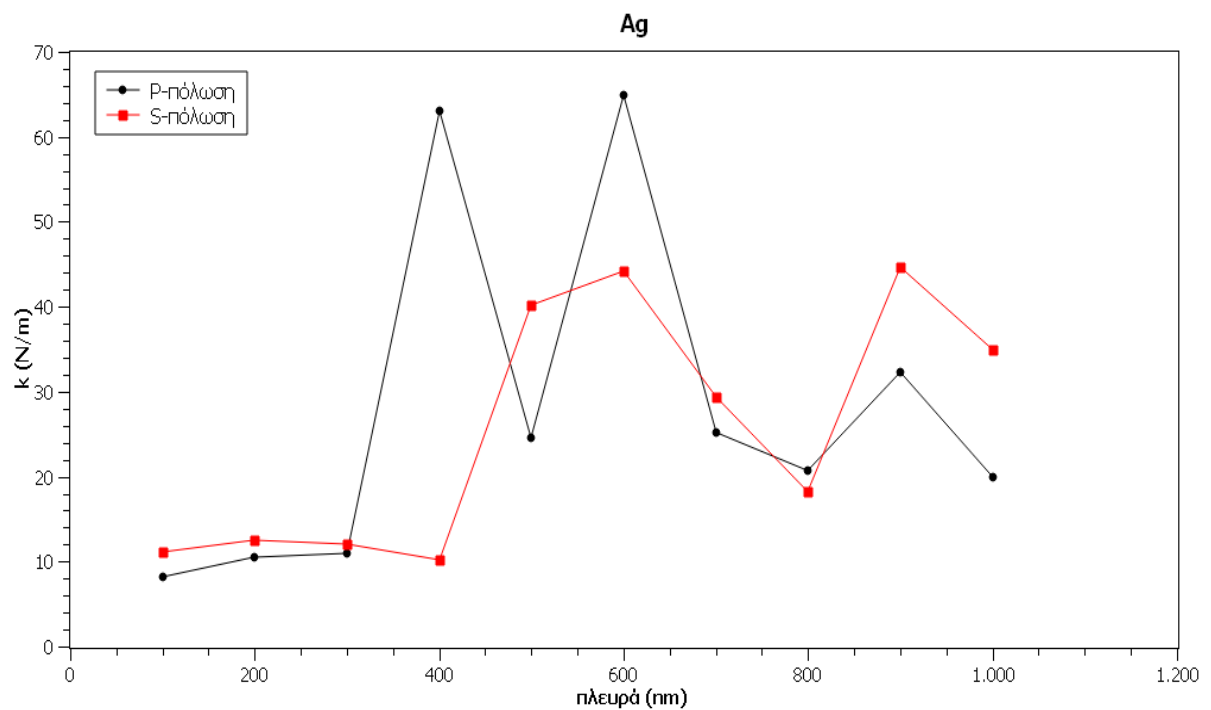
Σχήμα 3.24 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



Σχήμα 3.25 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm

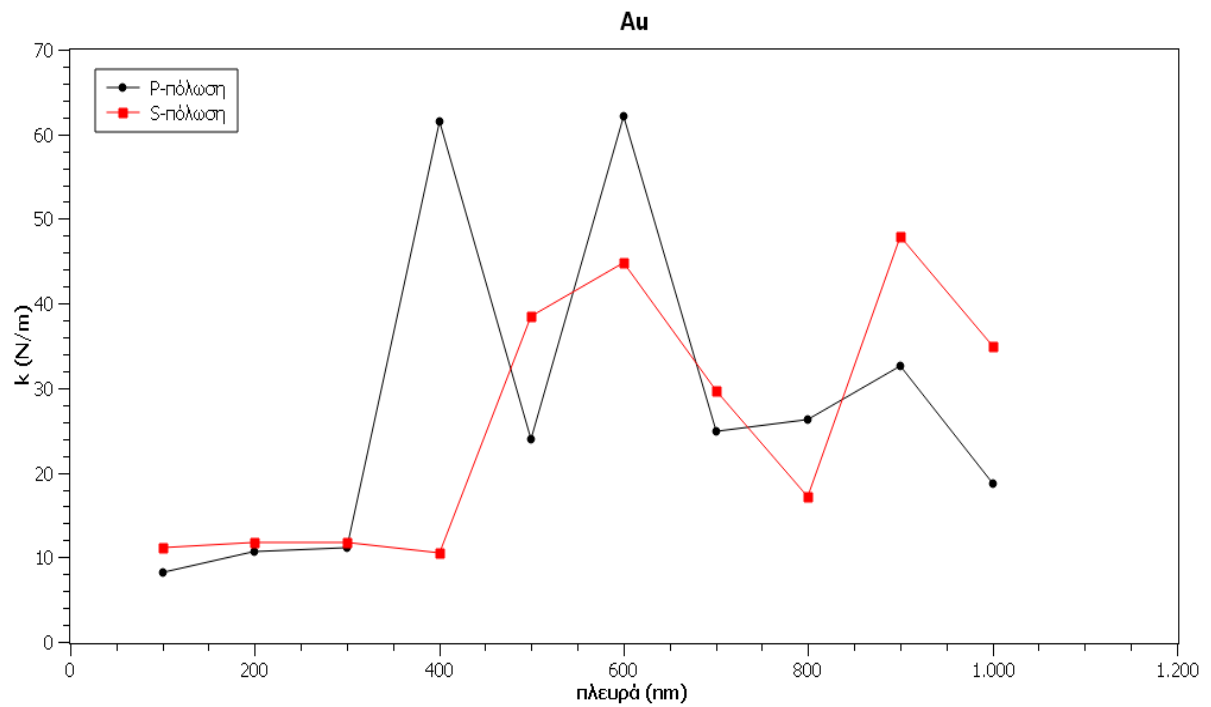


Σχήμα 3.26 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm

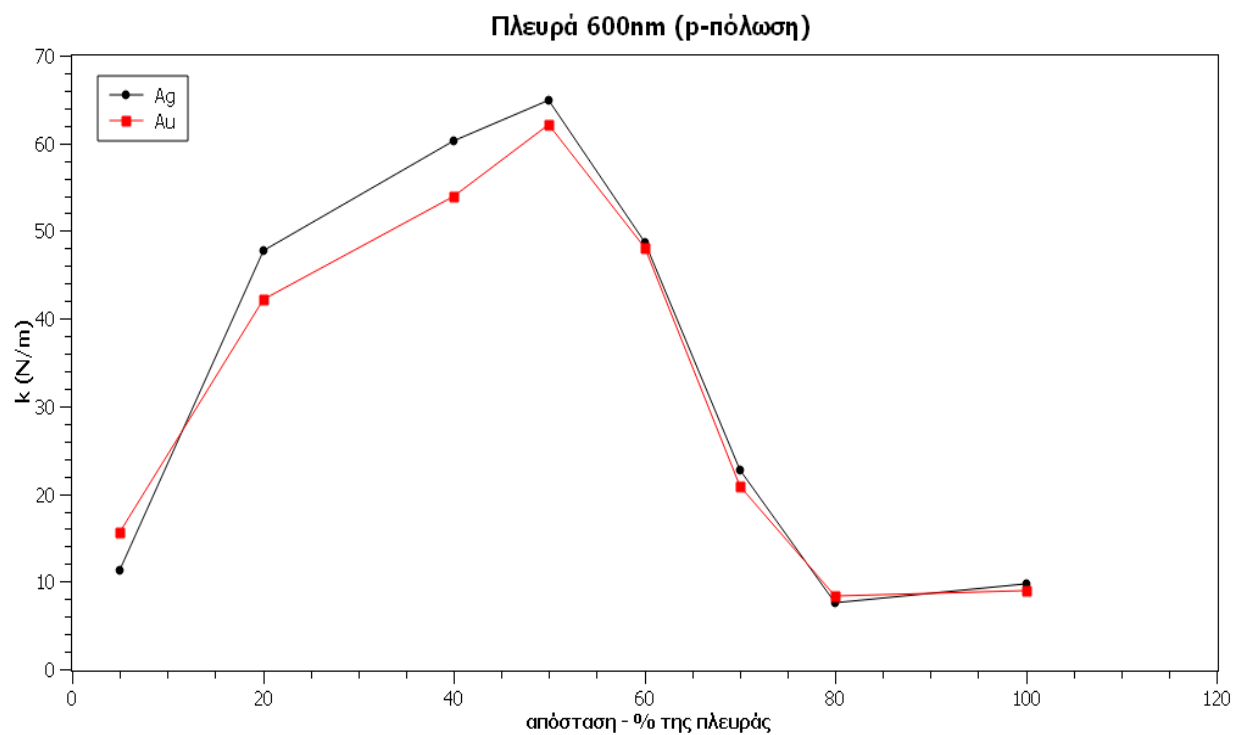


Σχήμα 3.27 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm

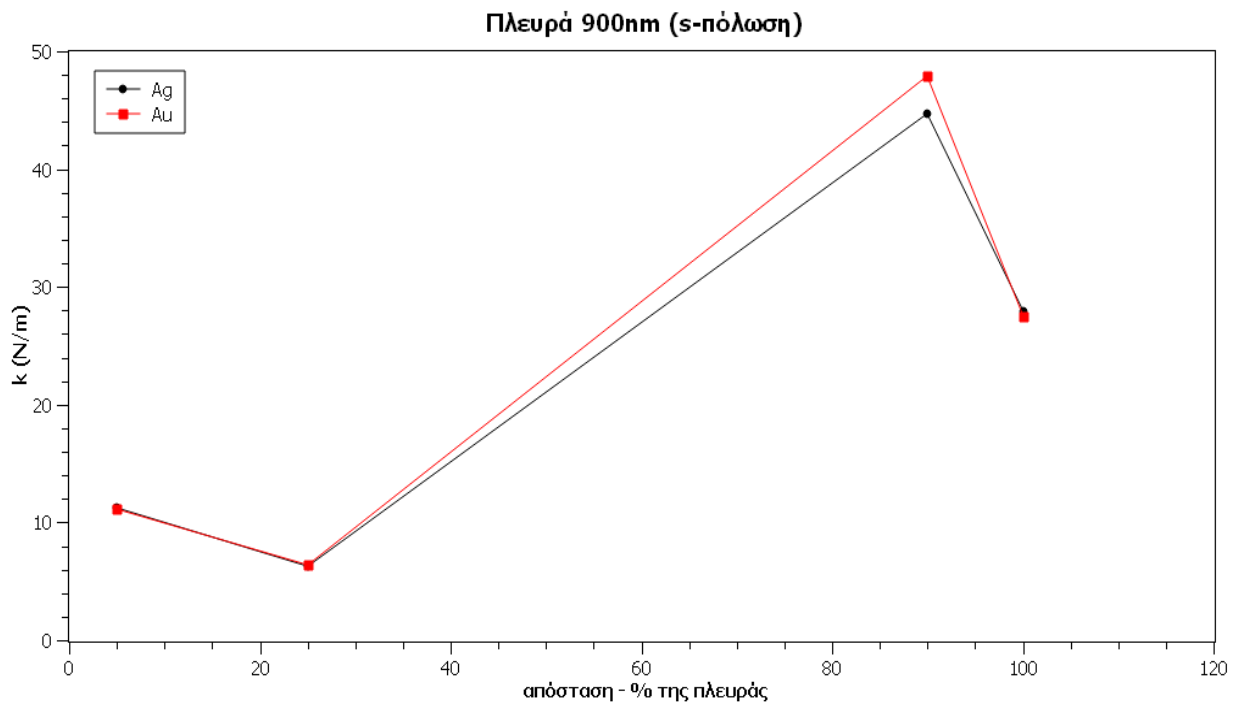




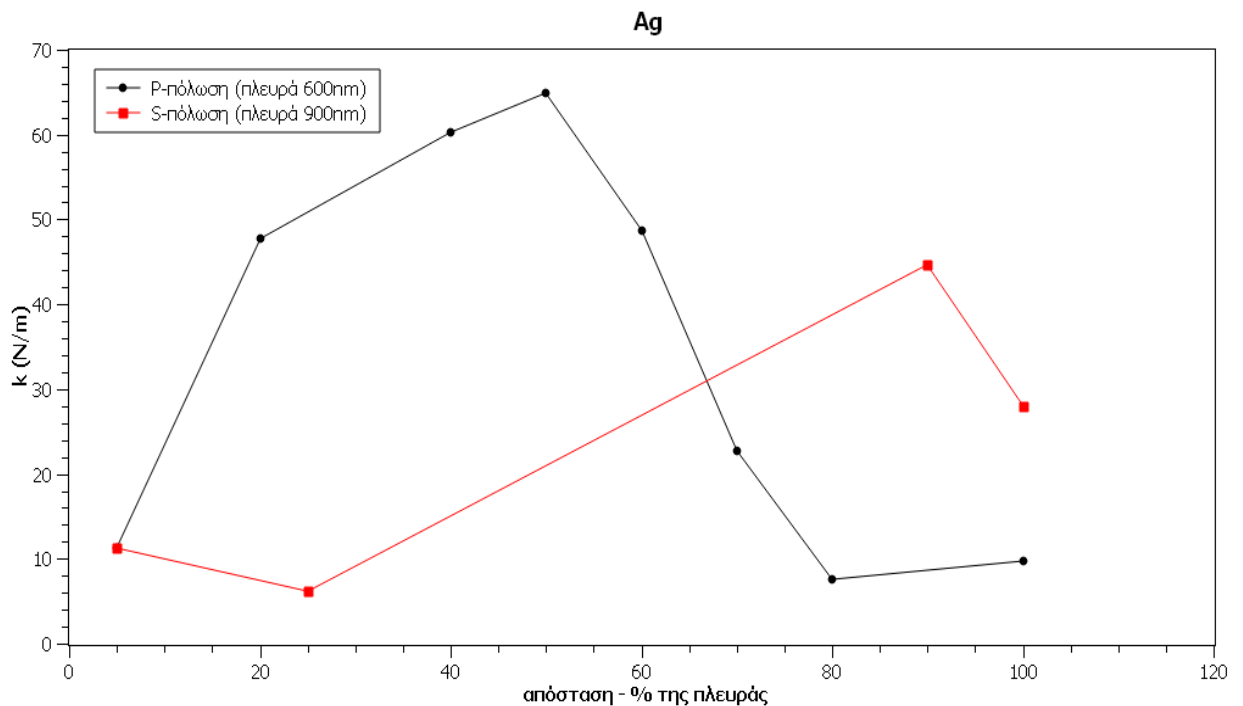
Σχήμα 3.28 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm



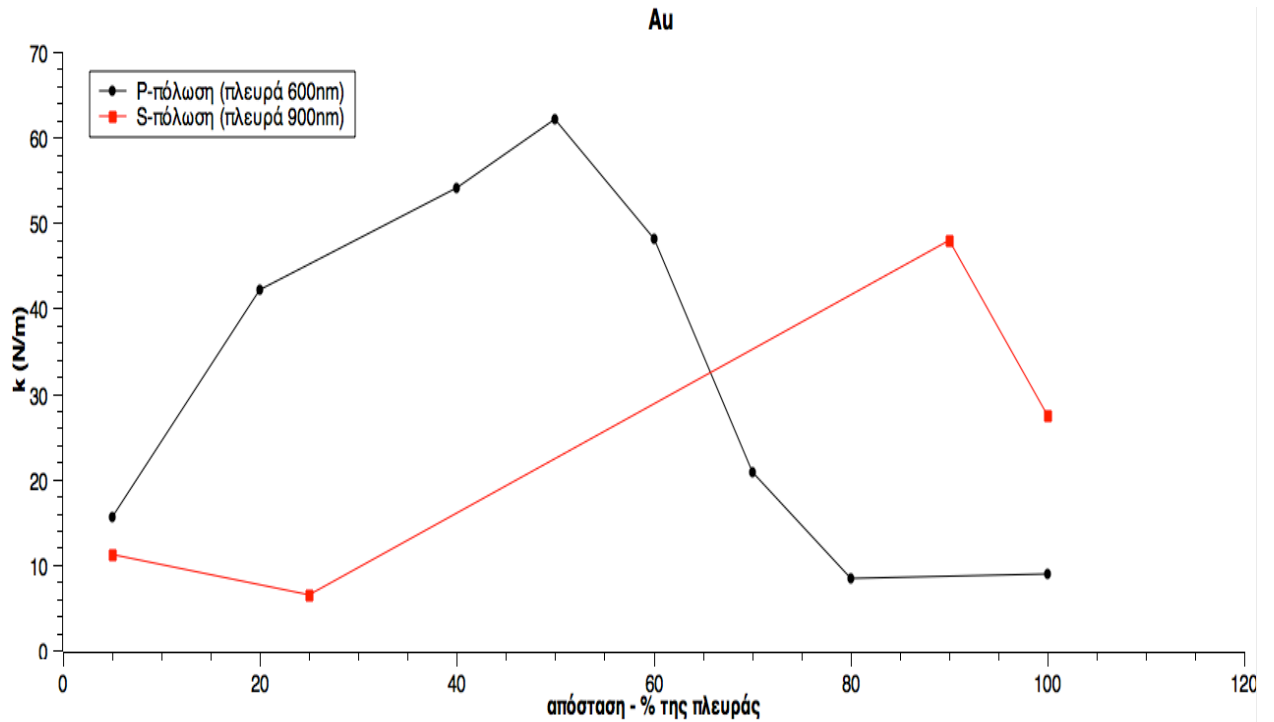
Σχήμα 3.29 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



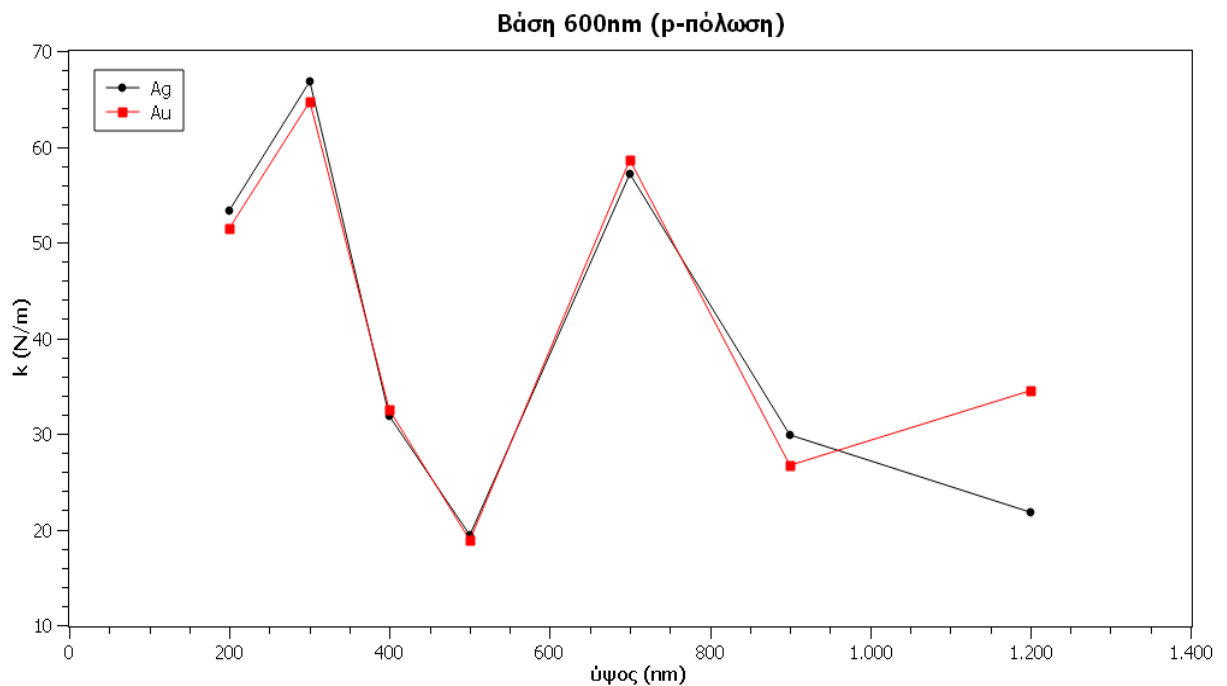
Σχήμα 3.30 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



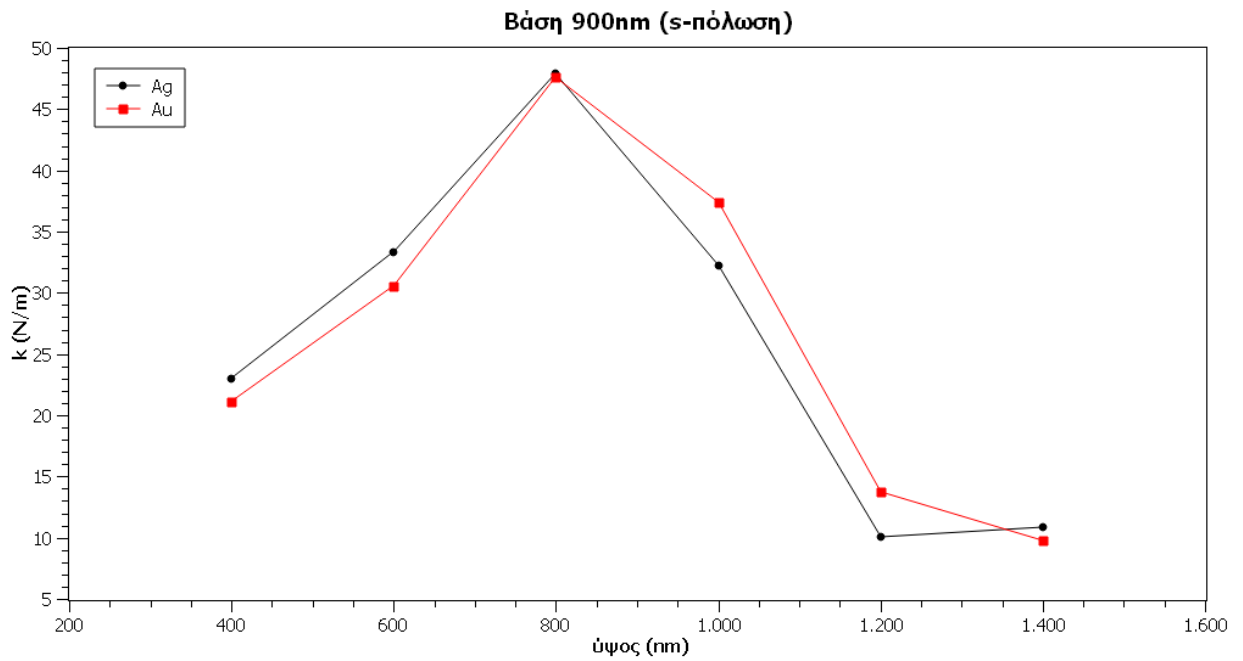
Σχήμα 3.31 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



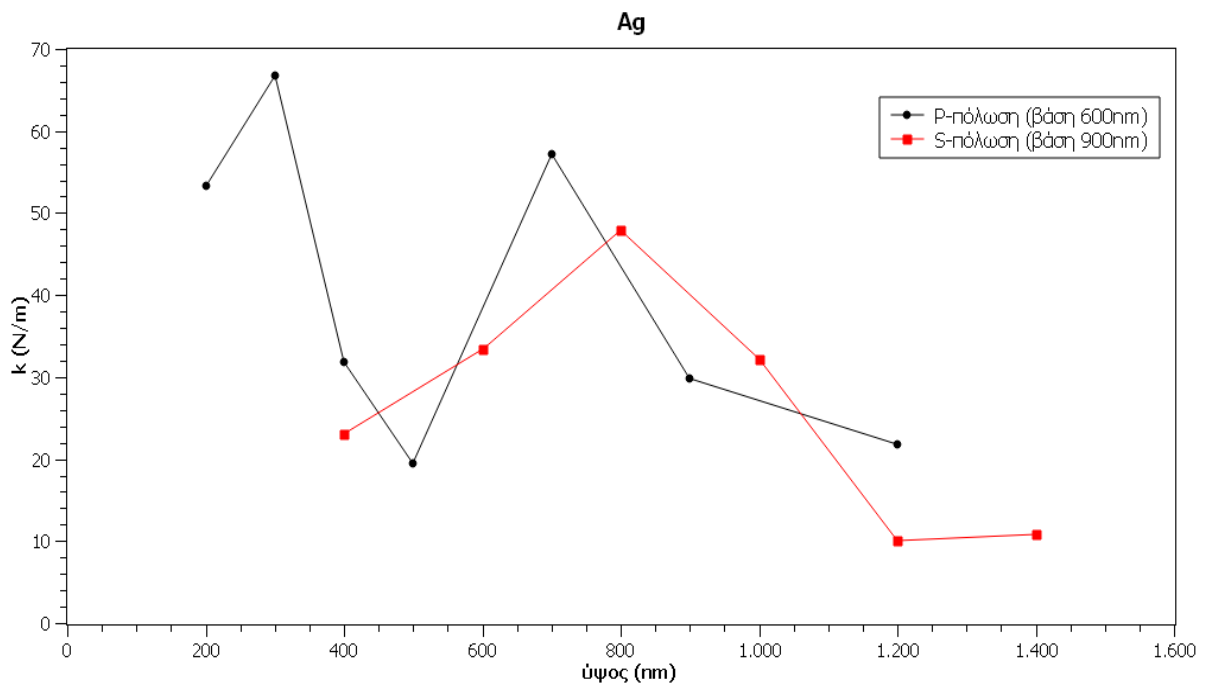
Σχήμα 3.32 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



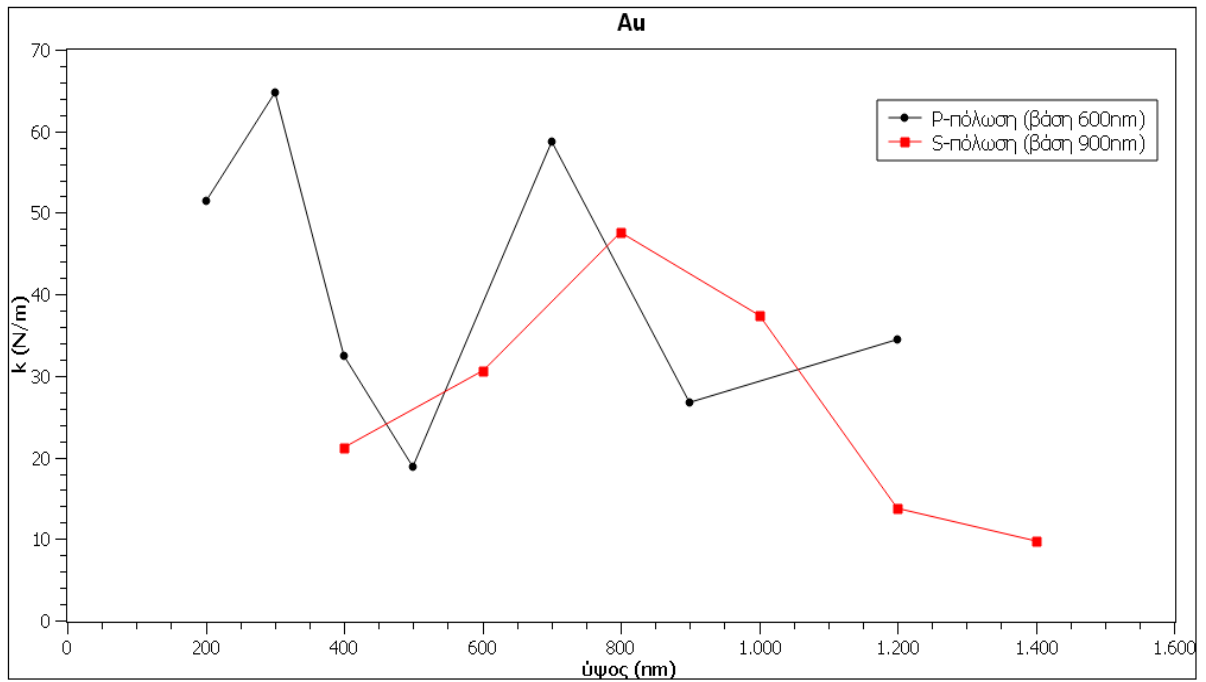
Σχήμα 3.33 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% της βάσης.



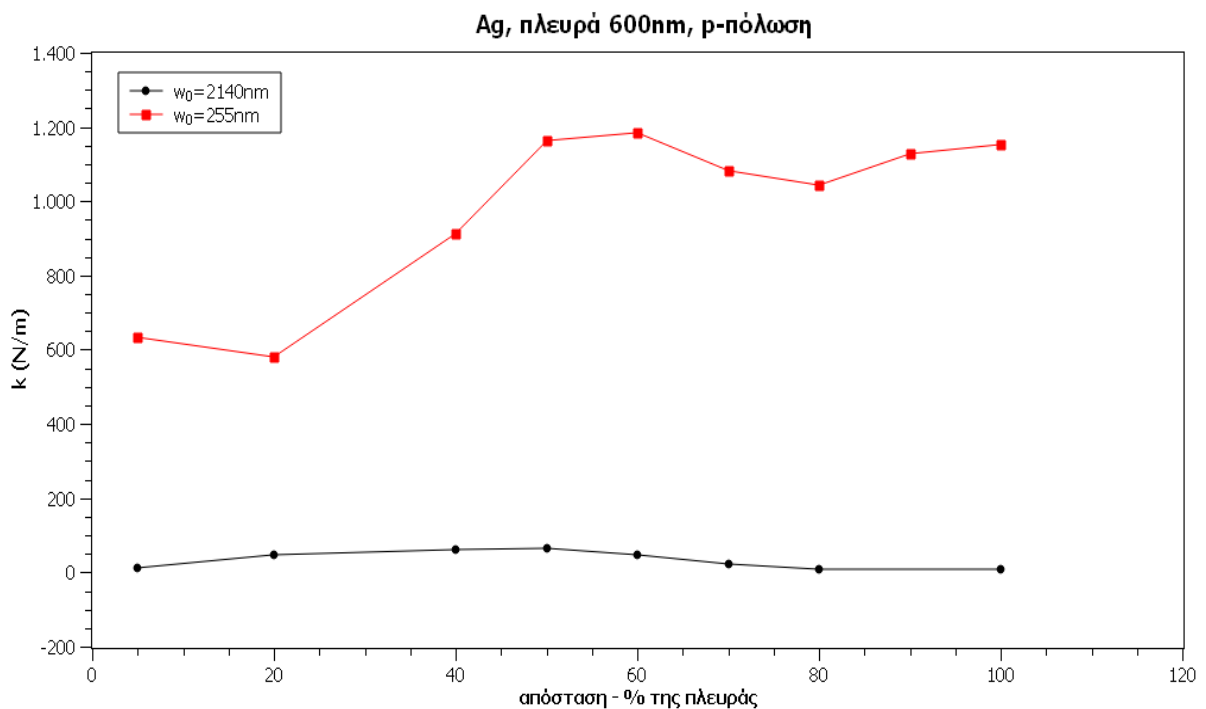
Σχήμα 3.34 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 90% της βάσης.



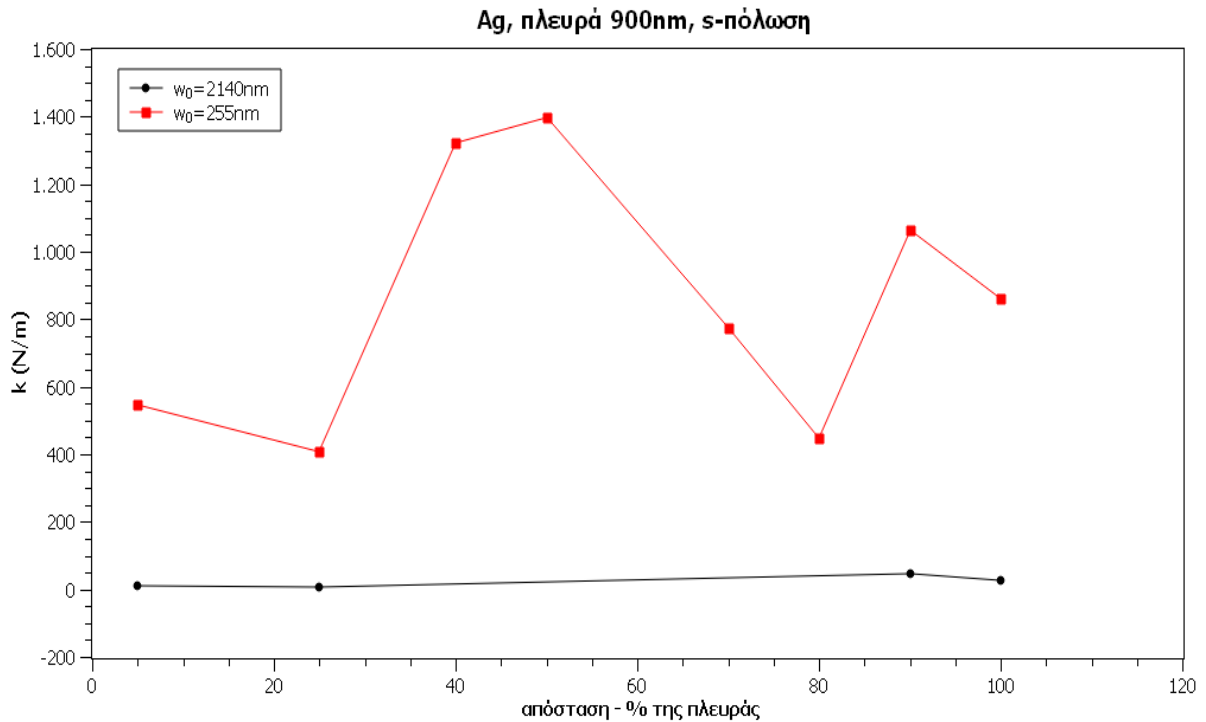
Σχήμα 3.35 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 90% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.36 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 2140nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 90% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.37 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (δεδομένης πλευράς και πόλωσης) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο διαφορετικές ακτίνες δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στην πλευρά που ο  $k$  παρουσιάζει μέγιστη τιμή.



Σχήμα 3.38 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (δεδομένης πλευράς και πόλωσης) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο διαφορετικές ακτίνες δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στην πλευρά που ο  $k$  παρουσιάζει μέγιστη τιμή.

### Συμπεράσματα

Ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής, όταν η δέσμη έχει ακτίνα 2140nm, είναι γενικά μεγαλύτερος στην περίπτωση της p-πόλωσης. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι 64.9N/m και 62.1N/m για τον Ag και για τον Au αντίστοιχα στην περίπτωση της p-πόλωσης. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται όταν οι τετραγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 600nm και απέχουν μεταξύ τους 50% της πλευράς, δηλαδή 300nm. Όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 44.7N/m και 47.9N/m για τον Ag και για τον Au αντίστοιχα. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται με νανοδομές πλευράς 900nm και απόστασης μεταξύ τους 90% της πλευράς, δηλαδή 810nm. Συνεπώς η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 450nm, οι νανοδομές είναι τετραγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 2140nm, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 600nm, απέχουν 300nm και η δέσμη είναι p-πολωμένη. Εκτός από αυτή την παγίδα υπάρχει εξίσου ισχυρή παγίδα για νανοδομές με πλευρά 400nm και απόσταση μεταξύ τους 100% της πλευράς, δηλαδή 400nm.

Στην περίπτωση που η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, η μέγιστη τιμή του  $k$  για τον Ag και για p-πολωμένη δέσμη είναι 1184.1N/m και παρουσιάζεται όταν τα νανοςύρματα

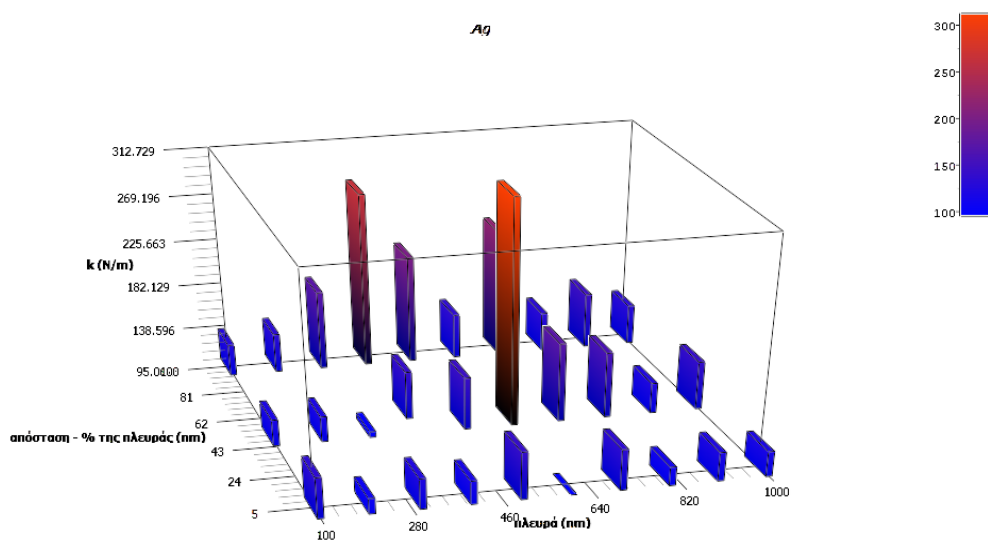
τετραγωνικής διατομής έχουν πλευρά 600nm και απέχουν μεταξύ τους 60% της πλευράς, δηλαδή 360nm. Όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη η μέγιστη τιμή του  $k$  για τον Ag είναι 1398.6N/m και παρουσιάζεται όταν τα νανοσύρματα έχουν πλευρά 900nm και απέχουν 50% της πλευράς, δηλαδή 450nm.

Στις ορθογωνικές νανοδομές και εφόσον η δέσμη έχει ακτίνα 2140nm, ο μέγιστος  $k$  παρουσιάζεται όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη. Συγκεκριμένα αν οι νανοδομές έχουν βάση 600nm, ύψος 300nm και απέχουν 300nm τότε ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 66.8N/m για τον Ag και 64.8N/m για τον Au. Όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη και οι νανοδομές έχουν βάση 900nm, ύψος 800nm και απέχουν 810nm, ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 48N/m και για τα δύο υλικά. Ισχυρή παγίδα στις ορθογωνικές νανοδομές υπάρχει και στην περίπτωση με βάση 400nm, ύψος π.χ. από 100nm έως 1000nm και απόσταση 400nm.

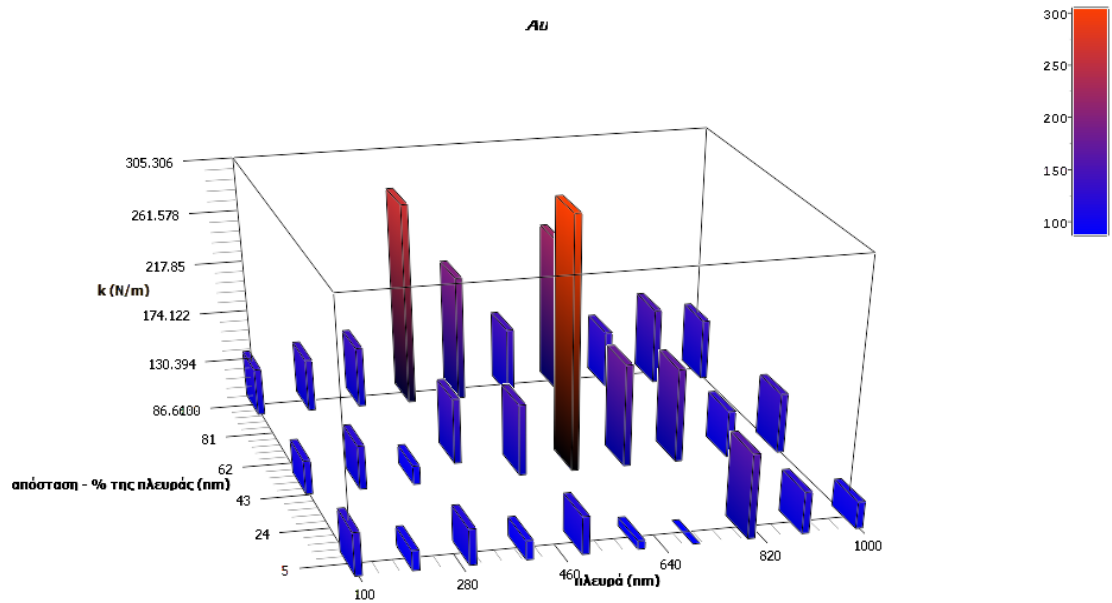
Αξίζει να αναφέρουμε και εδώ το ρόλο που διαδραματίζει η ακτίνα της δέσμης στην ισχύ της παγίδας. Στην προηγούμενη παράγραφο είδαμε ότι μικρή ακτίνα “εφαρμόζει” επιτυχώς με μικρό μέγεθος σωματιδίου. Έτσι και εδώ η μικρή ακτίνα των 255nm “εφαρμόζει” με το σωματίδιο ακτίνας 450nm. Αν και το σωματίδιο είναι λίγο μεγαλύτερο από τη ακτίνα της δέσμης, τελικά φαίνεται πως “ταιριάζει” κατάλληλα με την ακτίνα της δέσμης στην εστία.

### Αποτελέσματα

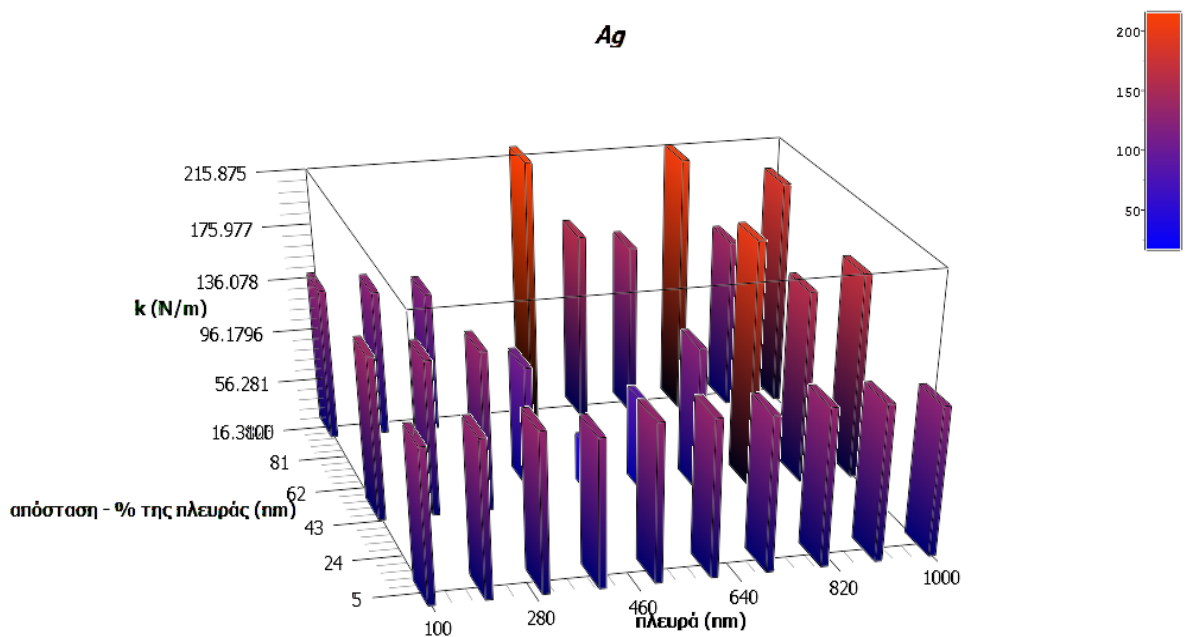
#### Ακτίνα πολυστυρενίου 900nm



Σχήμα 3.39 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm

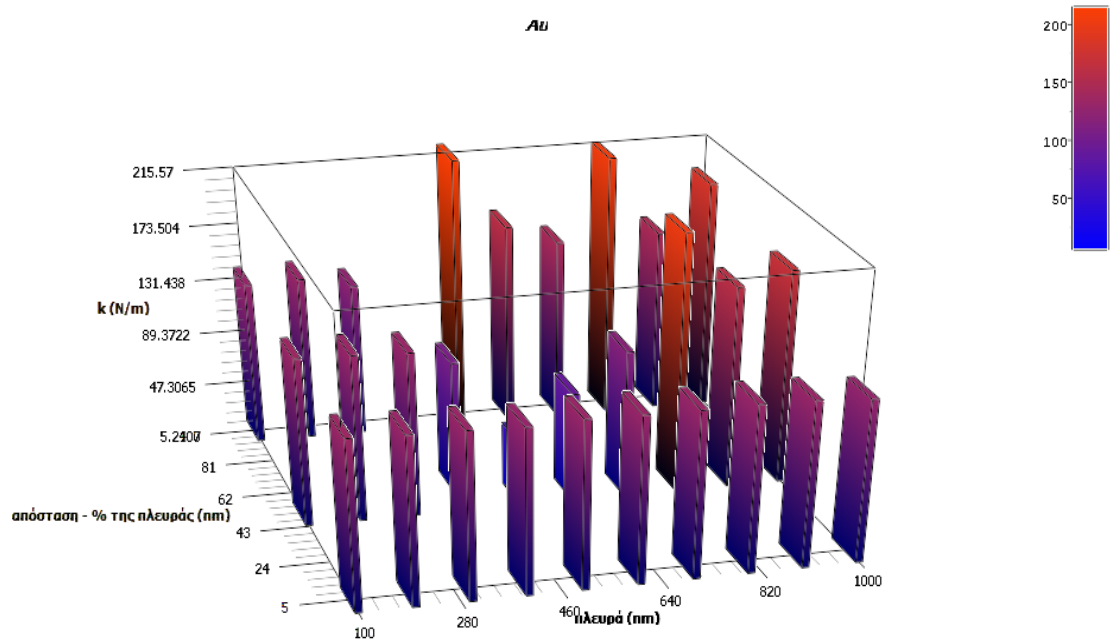


Σχήμα 3.40 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm

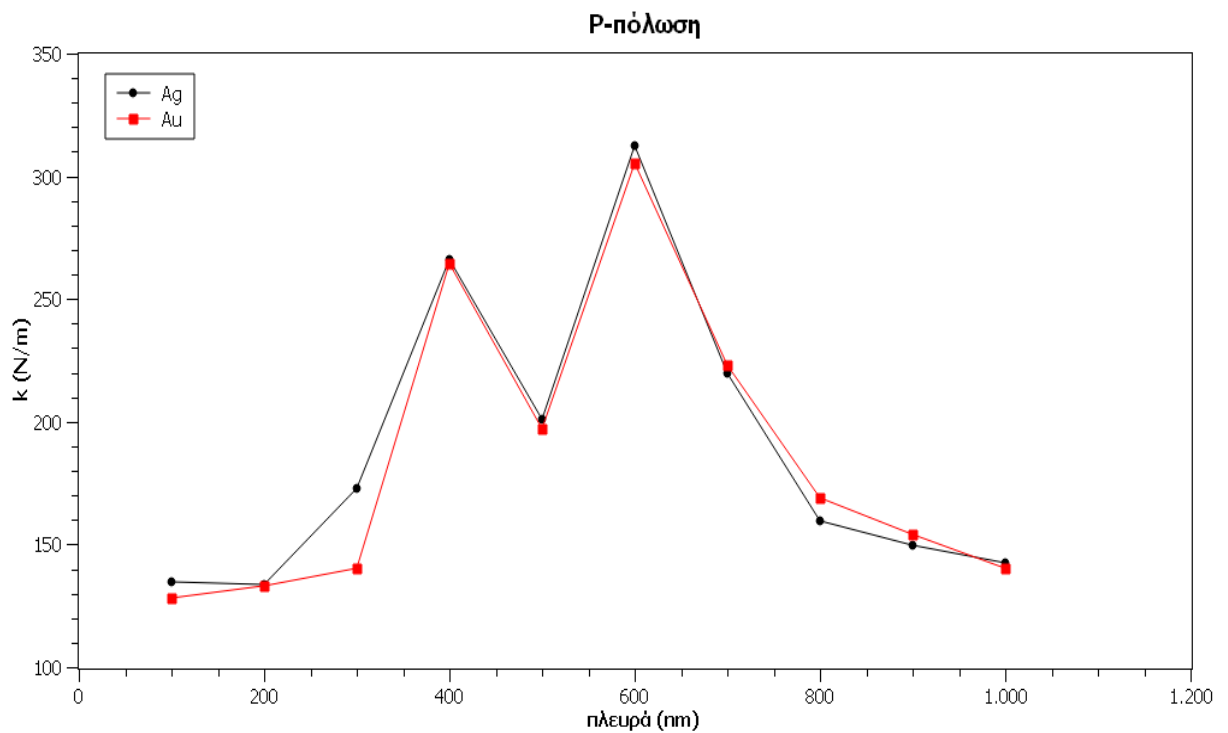


Σχήμα 3.41 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm

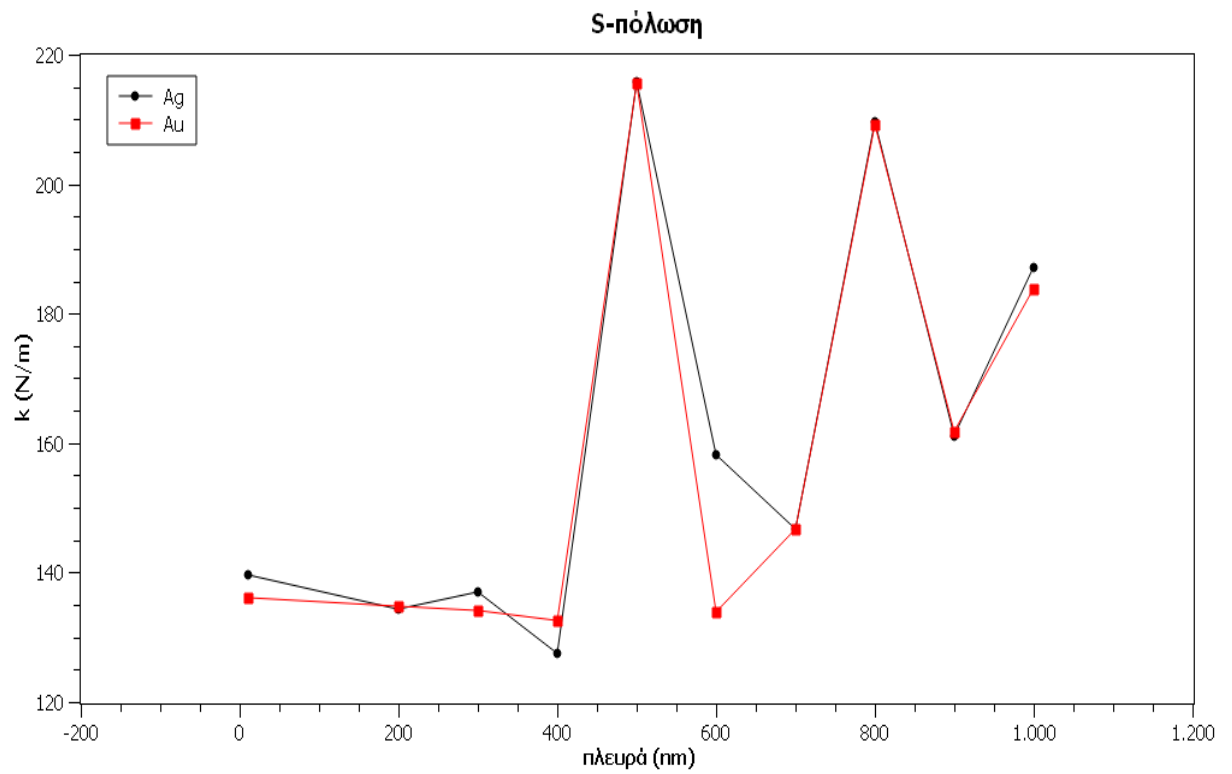




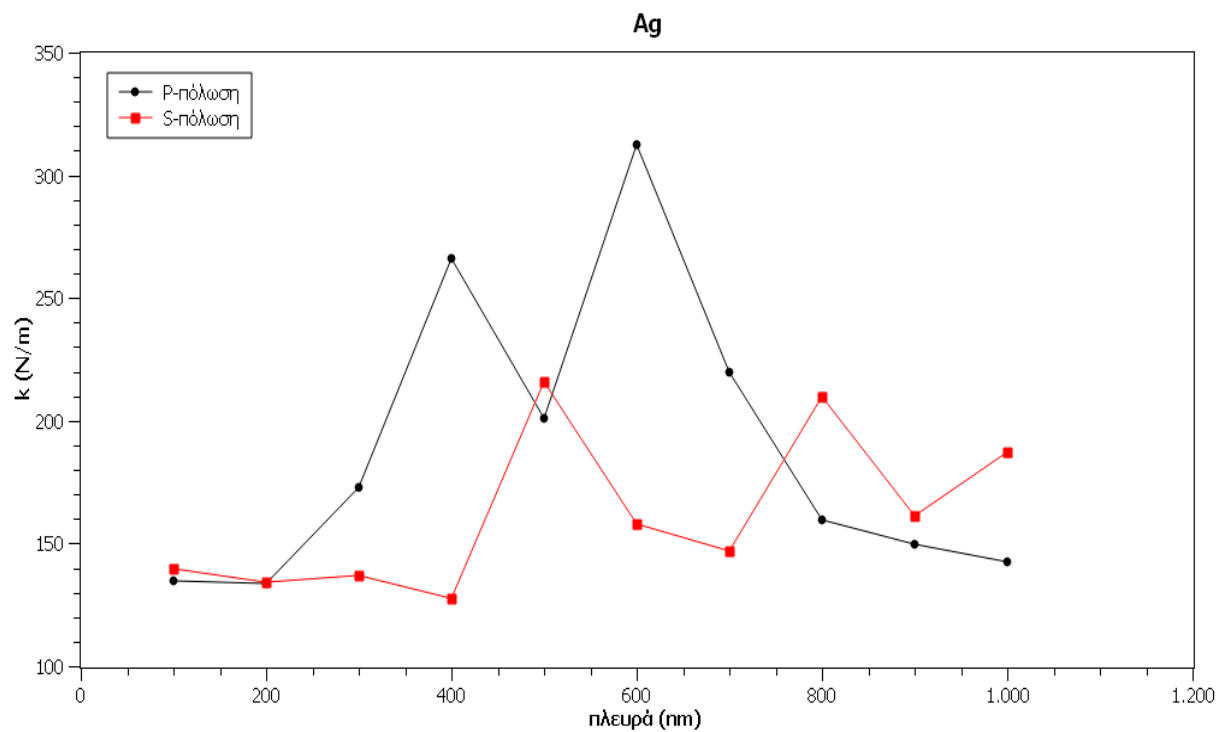
Σχήμα 3.42 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



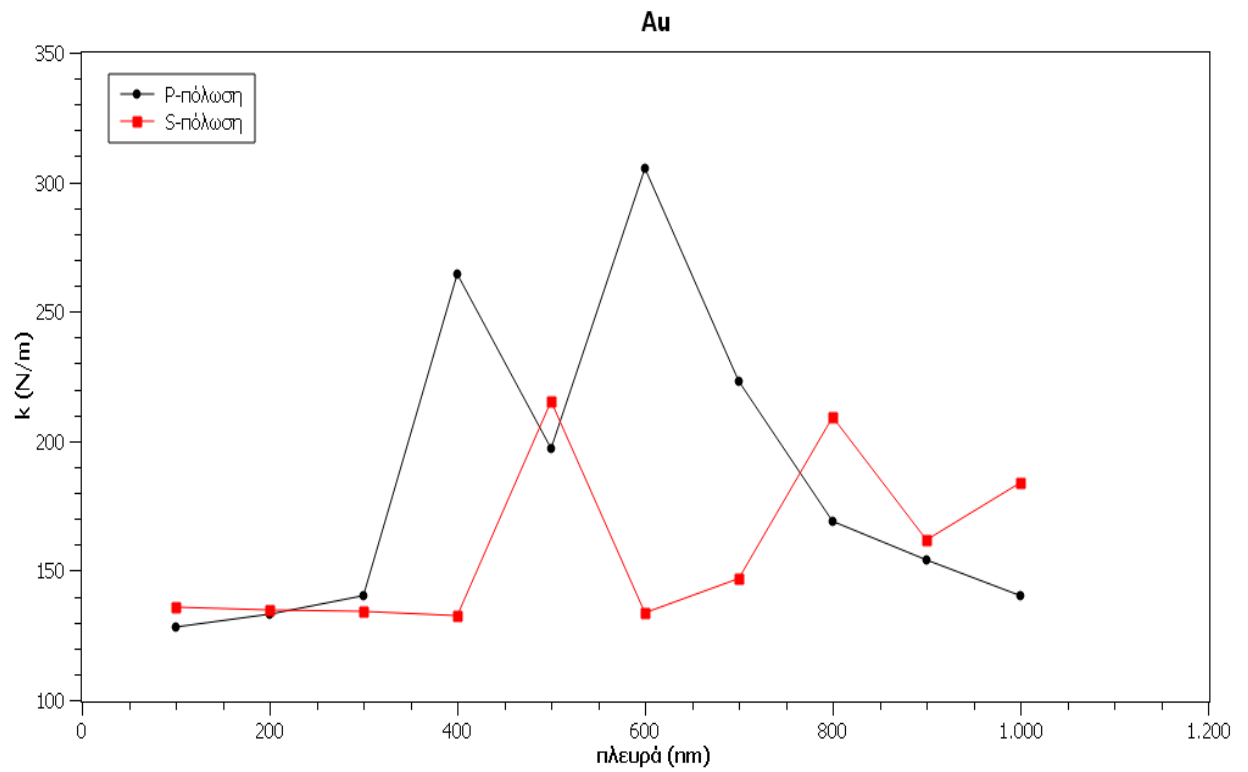
Σχήμα 3.43 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



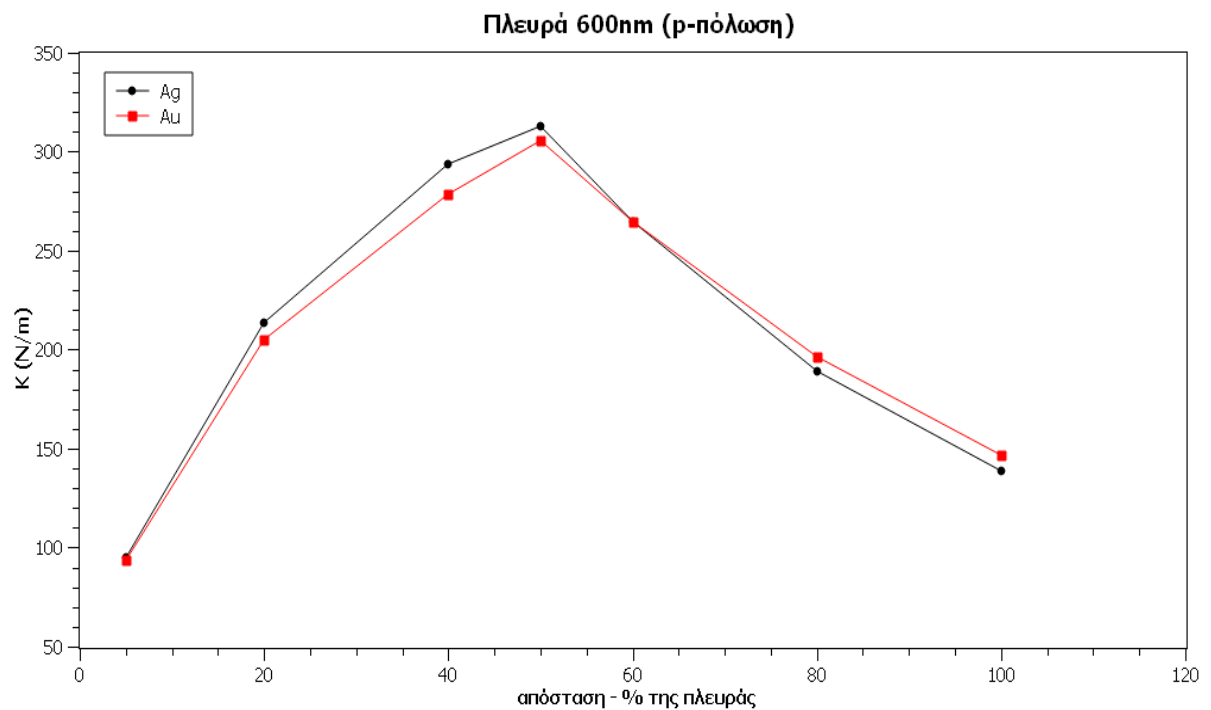
Σχήμα 3.44 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



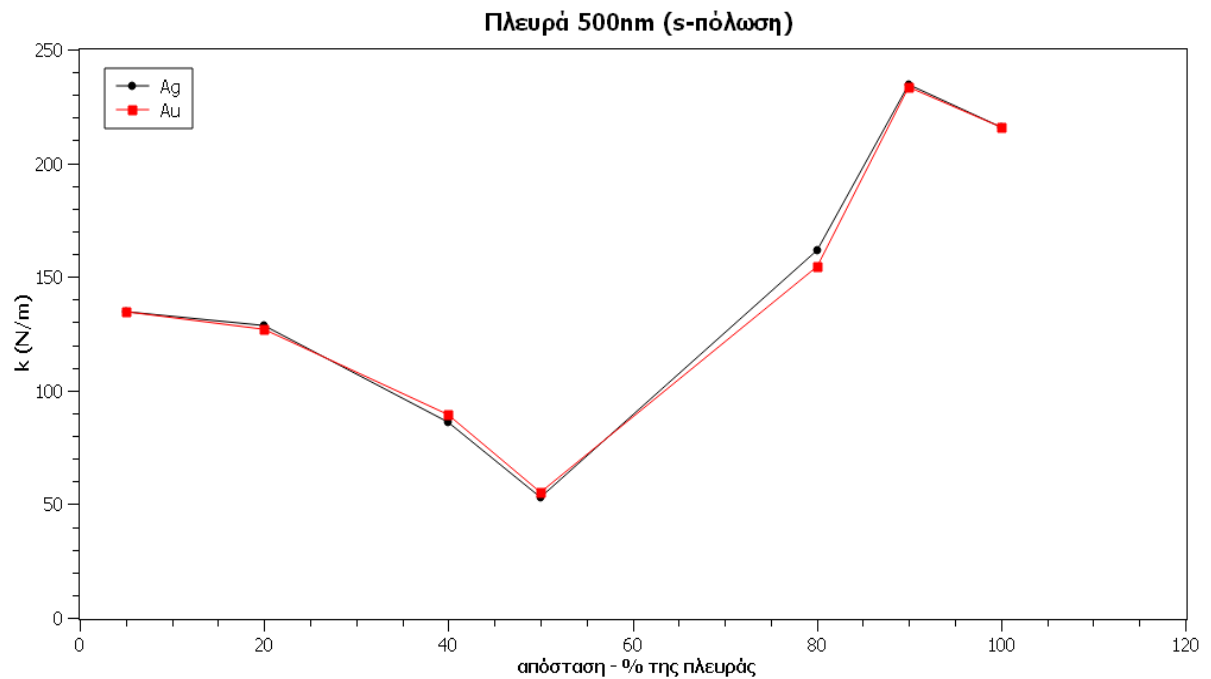
Σχήμα 3.45 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



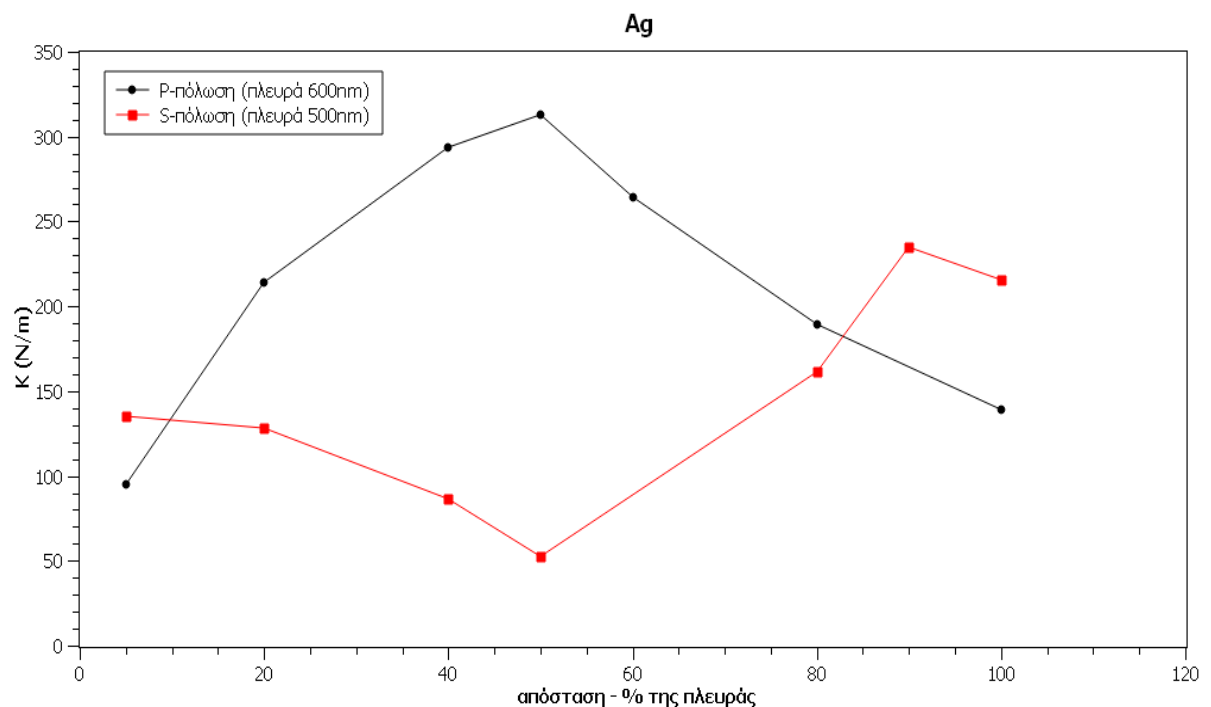
Σχήμα 3.46 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



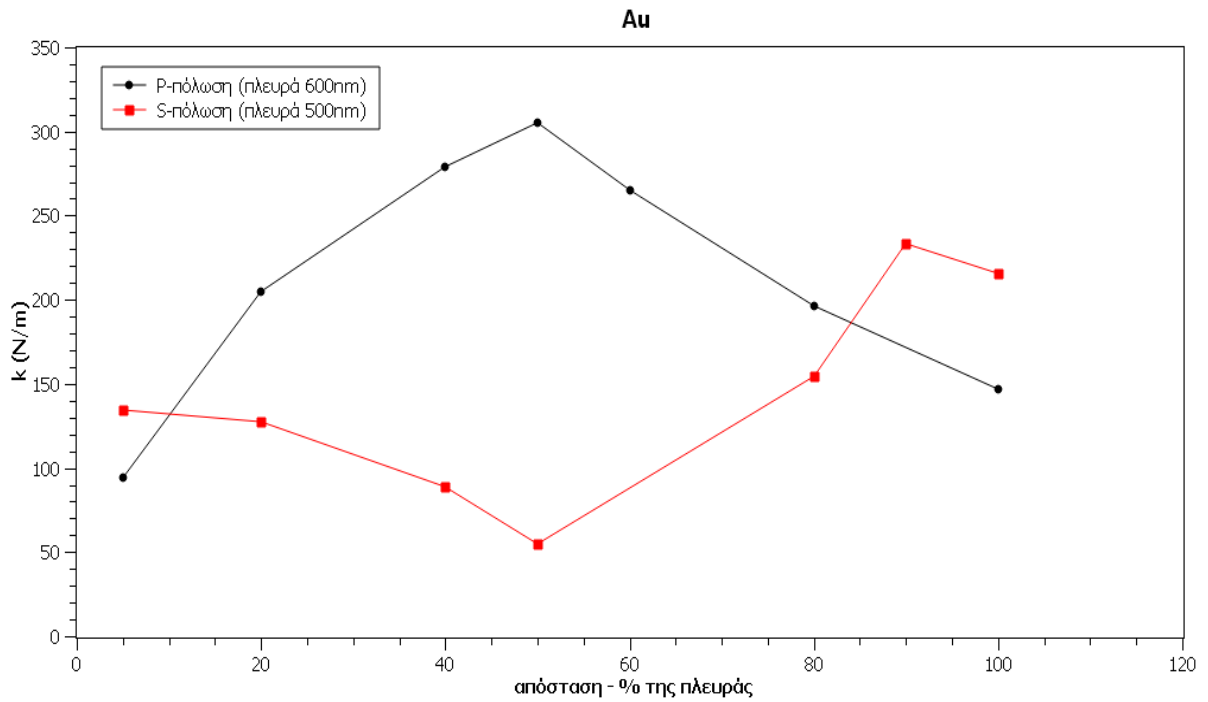
Σχήμα 3.47 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



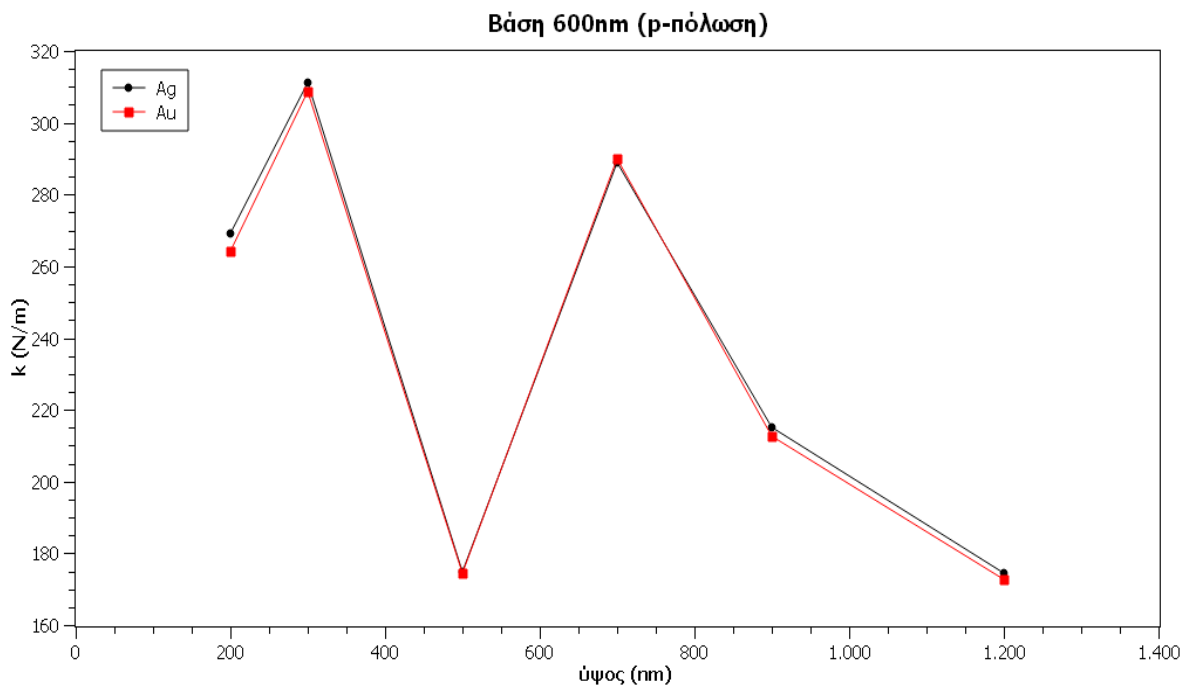
Σχήμα 3.48 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



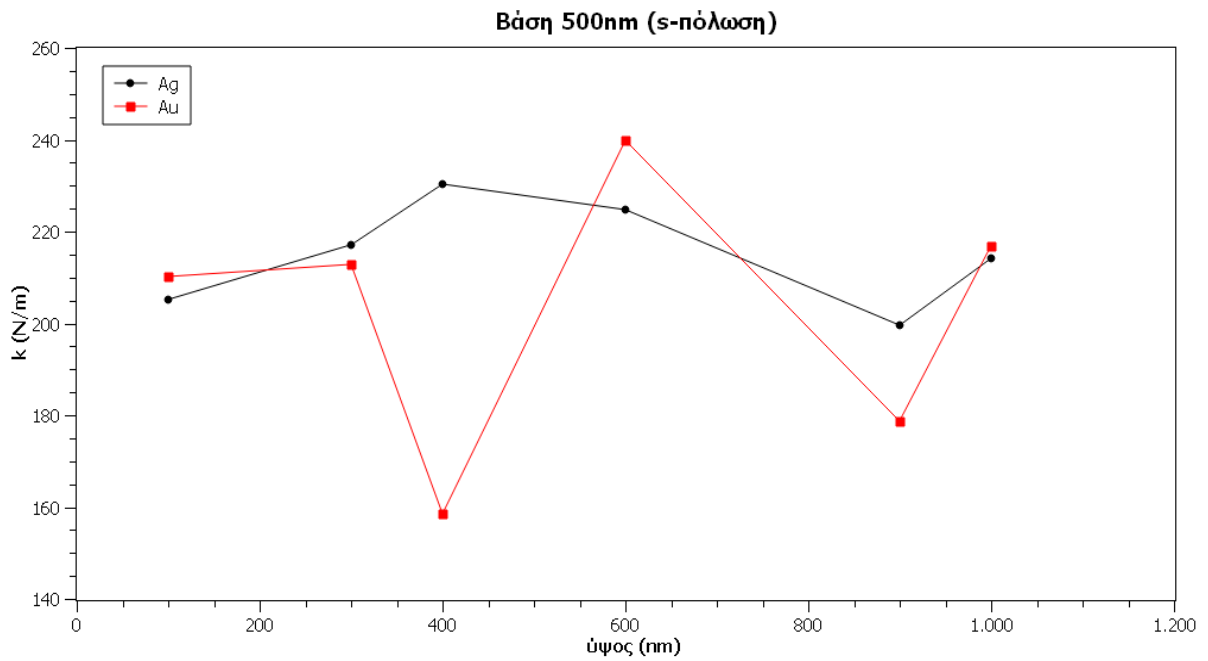
Σχήμα 3.49 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



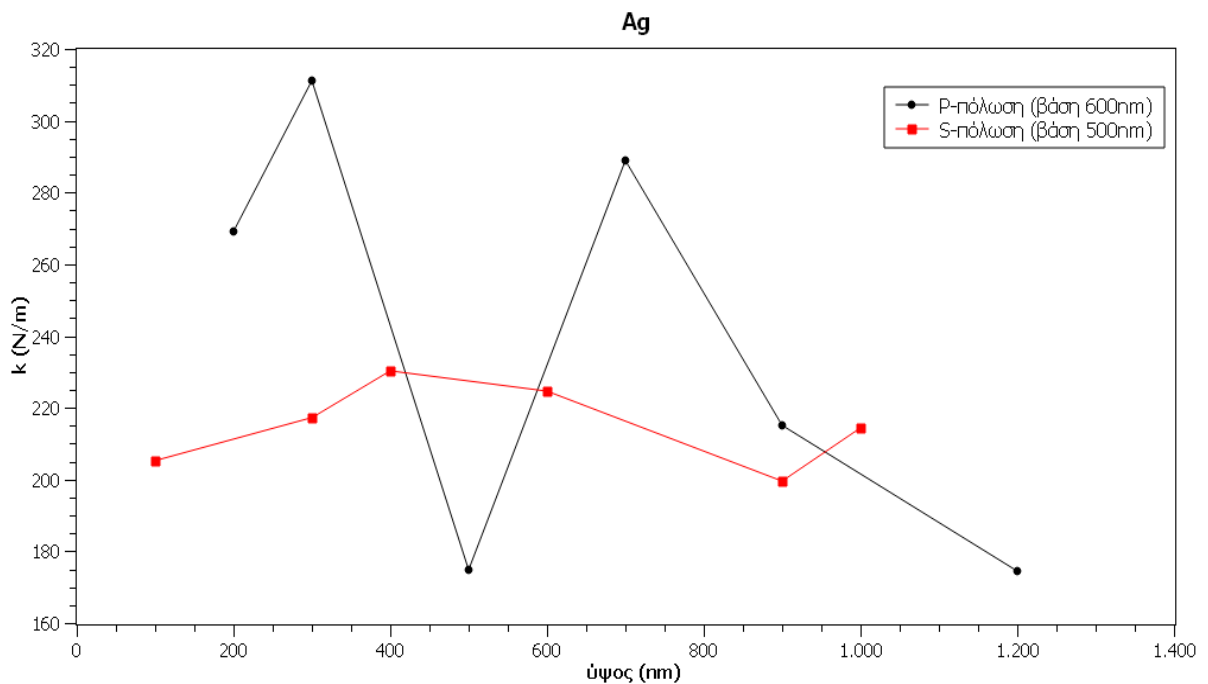
Σχήμα 3.50 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



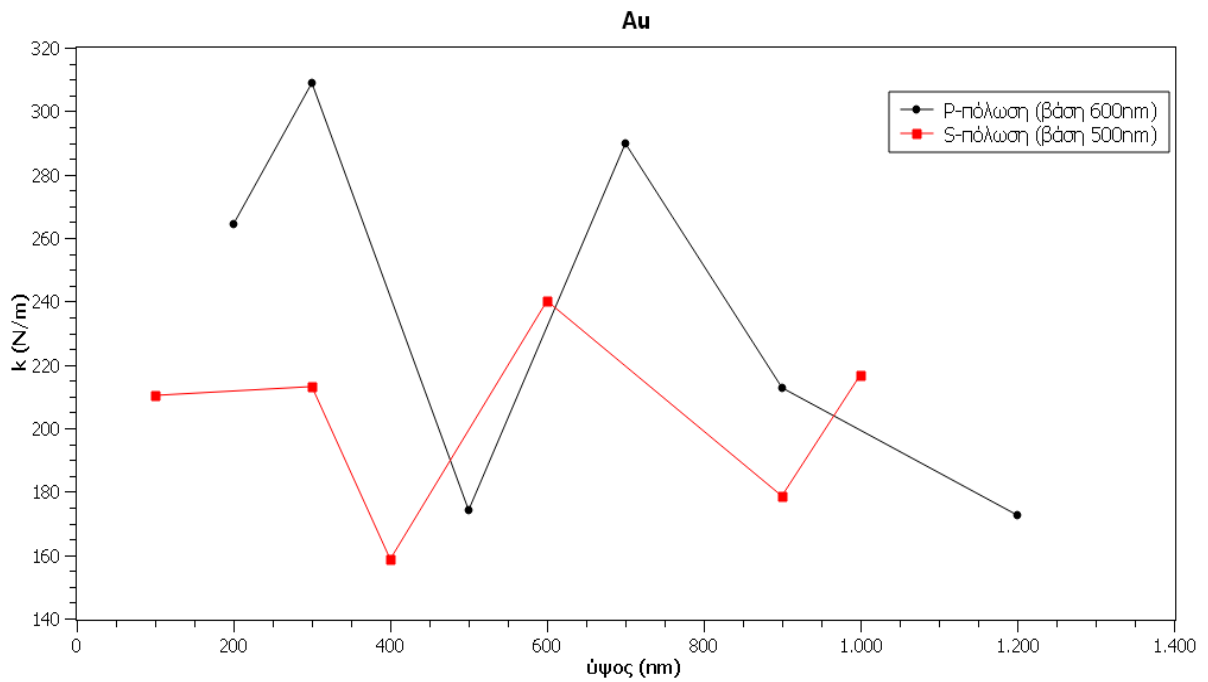
Σχήμα 3.51 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% της βάσης.



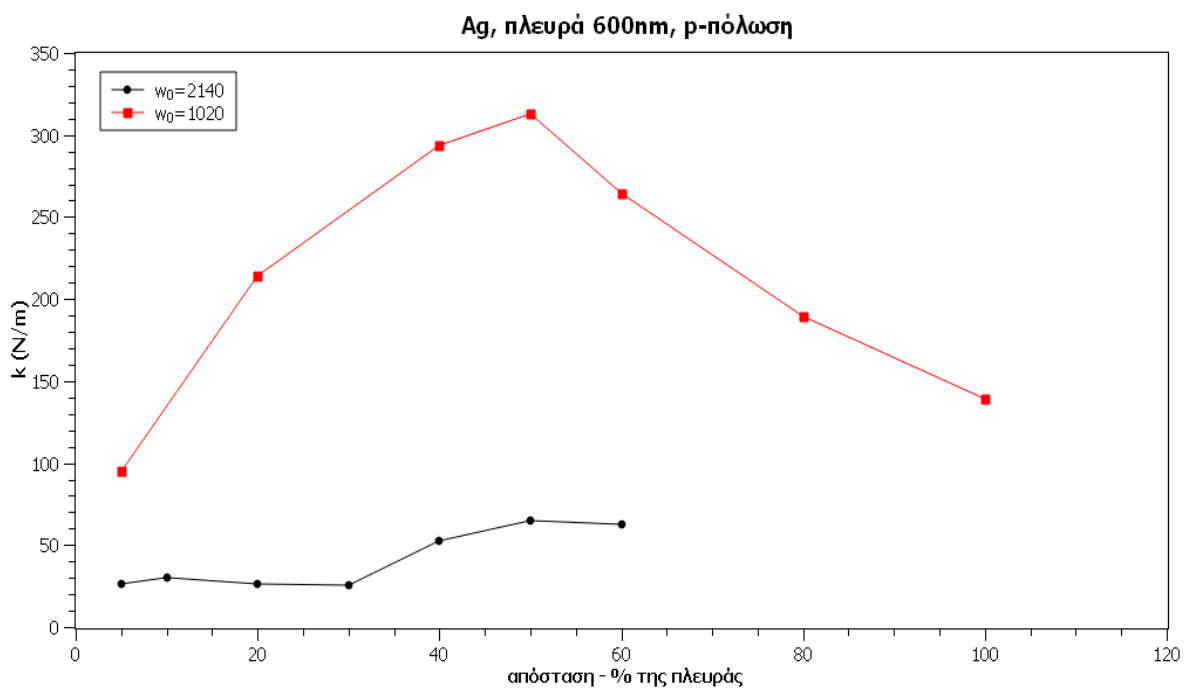
Σχήμα 3.52 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 90% της βάσης.



Σχήμα 3.53 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 90% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.54 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ορθογωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 90% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.55 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (δεδομένης πλευράς και πόλωσης) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο διαφορετικές ακτίνες δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στην πλευρά που ο  $k$  παρουσιάζει μέγιστη τιμή.

### Συμπεράσματα

Στην περίπτωση που η δέσμη έχει ακτίνα στην εστία 1020nm, ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι μεγαλύτερος, γενικά, στην περίπτωση της p-πόλωσης απ' ό,τι στην s-πόλωση. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών τετραγωνικής διατομής είναι 312.7N/m για τον Ag και 305.3N/m για τον Au στην περίπτωση της p-πόλωσης. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται όταν οι τετραγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 600nm και απέχουν μεταξύ τους 50% της πλευράς, δηλαδή 300nm. Όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 234.7N/m και 233.5N/m για τον Ag και τον Au αντίστοιχα, και οι νανοδομές έχουν πλευρά 500nm και απέχουν 90% της πλευράς, δηλαδή 450nm. Επομένως η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 900nm, οι νανοδομές είναι τετραγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 1020nm, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 600nm, απέχουν 300nm και η δέσμη είναι p-πολωμένη.

Ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών ορθογωνικής διατομής παρουσιάζει μέγιστη τιμή στην p-πόλωση με ακτίνα δέσμης 1020nm, όταν η βάση τους είναι 600nm, το ύψος τους είναι 300nm και απέχουν 300nm. Η τιμή του είναι 311.2N/m για τον Ag και 308.7N/m για τον Au. Όσον αφορά την s-πόλωση η μέγιστη τιμή του  $k$  παρουσιάζεται στις νανοδομές με βάση 500nm, ύψος 600nm και απόσταση 450nm. Η τιμή του είναι 224.8N/m για τον Ag και 240N/m για τον Au.

Όσον αφορά τη σχέση μεταξύ μεγέθους σωματιδίου και ακτίνας της δέσμης, εξετάζοντας το φαινόμενο με ακτίνες δέσμης 255nm και 450nm, παρατηρήσαμε πως δεν υπήρχαν σημεία ισορροπίας του σωματιδίου προς παγίδευση. Το σωματίδιο μιας και ήταν μεγαλύτερο από τις παραπάνω ακτίνες δεν “χωρούσε” κατά κάποιον τρόπο μέσα στην δέσμη. Οπότε αυξήσαμε την ακτίνα της δέσμης σε τέτοιο μέγεθος ώστε το προς παγίδευση σωματίδιο να “χωράει” ακριβώς μέσα στην δέσμη και έτσι να κάνουμε την παγίδα ισχυρότερη.

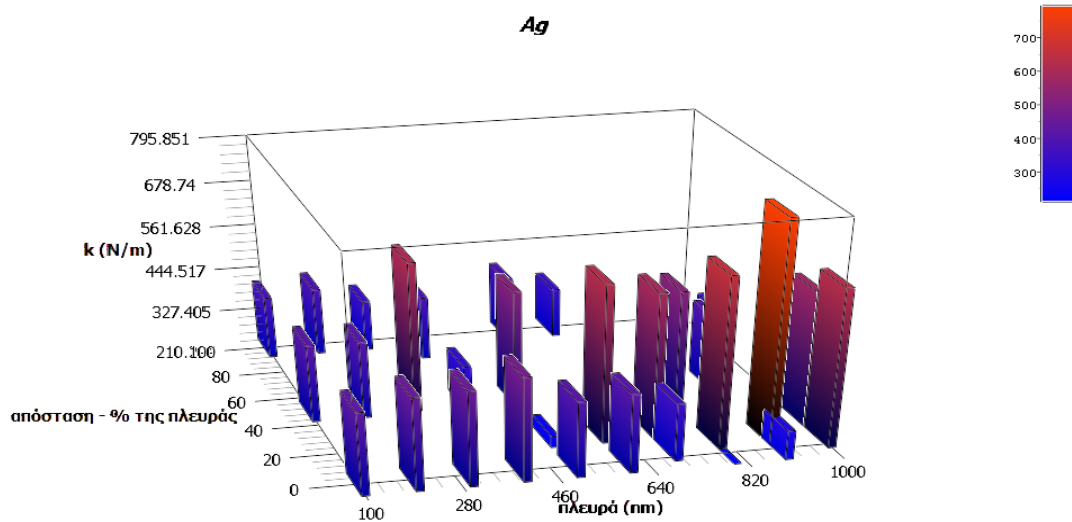
Τέλος, μία σημαντική παρατήρηση, που αφορά όλες τις παραπάνω περιπτώσεις, είναι ότι για μικρά σωματίδια οι δυνάμεις παγίδευσης μεγιστοποιούνται για s-πολωμένη δέσμη ενώ για μεγαλύτερα σωματίδια μεγιστοποιούνται για p-πολωμένη δέσμη. Αυτό θα μπορούσε να αποδοθεί στο γεγονός ότι για μικρά σωματίδια η δύναμη είναι ανάλογη της βάθμωσης του πεδίου και εφόσον το ανακλώμενο πεδίο είναι εντονότερο για s-πολωμένη δέσμη είναι λογικό να προκύπτουν και μεγαλύτερες δυνάμεις. Αντίθετα για μεγαλύτερα σωματίδια δεν ισχύει η απλή αυτή προσέγγιση και οι δυνάμεις προκύπτουν από την γενικότερη κατανομή του πεδίου μέσω του τανυστή του Maxwell. Επομένως δεν είναι παράξενο το ότι οι δυνάμεις μεγιστοποιούνται για p-πολωμένη δέσμη.



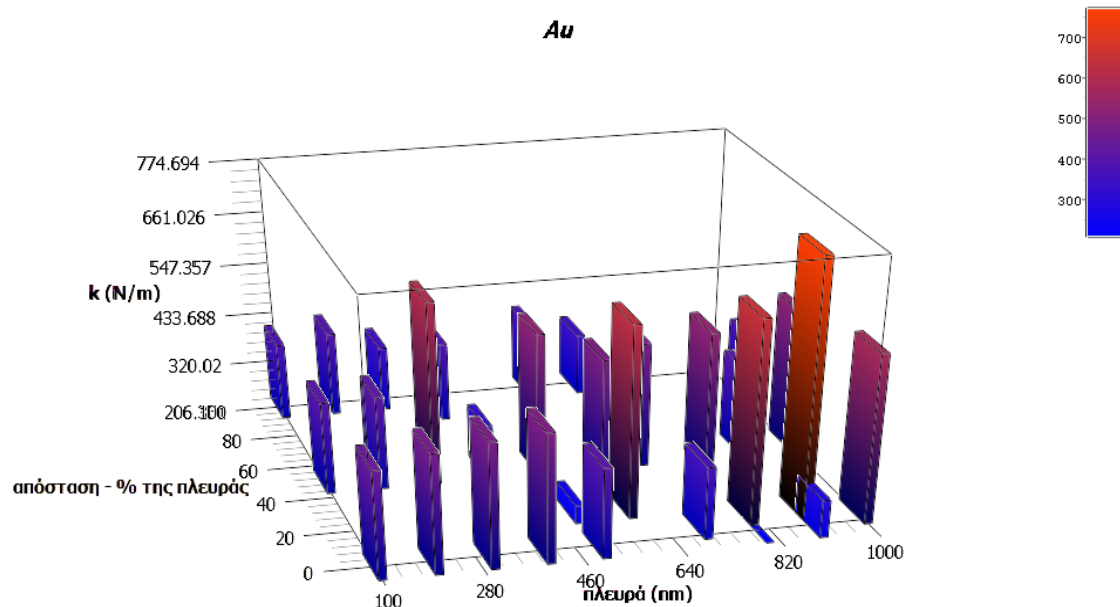
**3.3.2. Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανοσύρματα ισόπλευρης και ισοσκελούς τριγωνικής διατομής με δέσμη laser στα 1064nm**

Αποτελέσματα

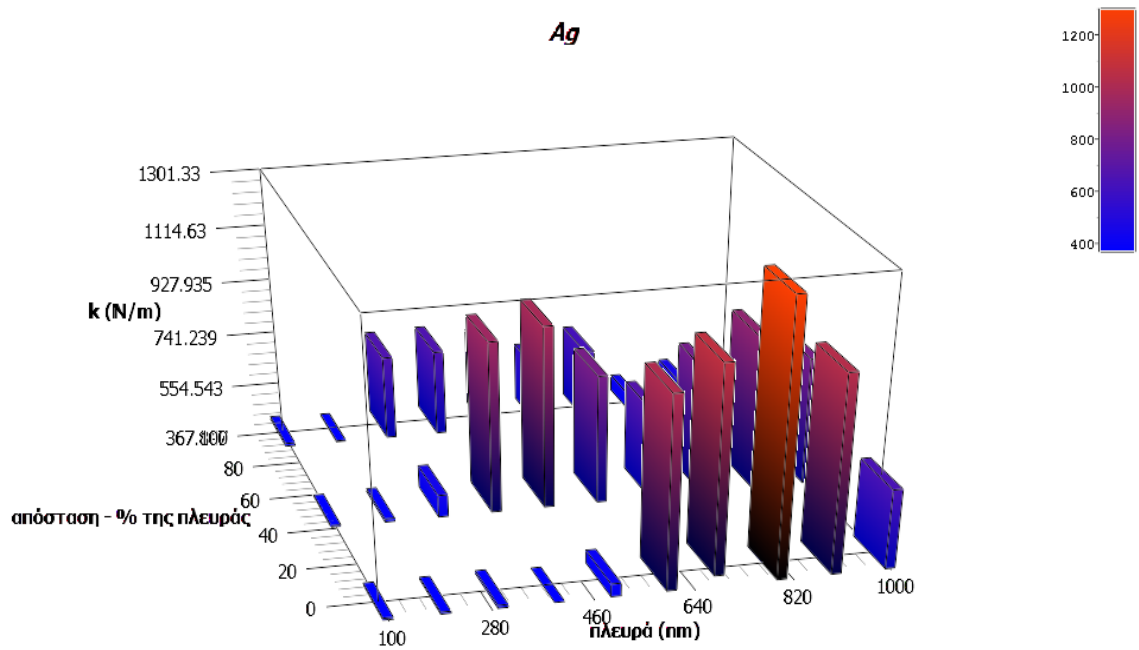
Ακτίνα πολυστυρενίου 225nm



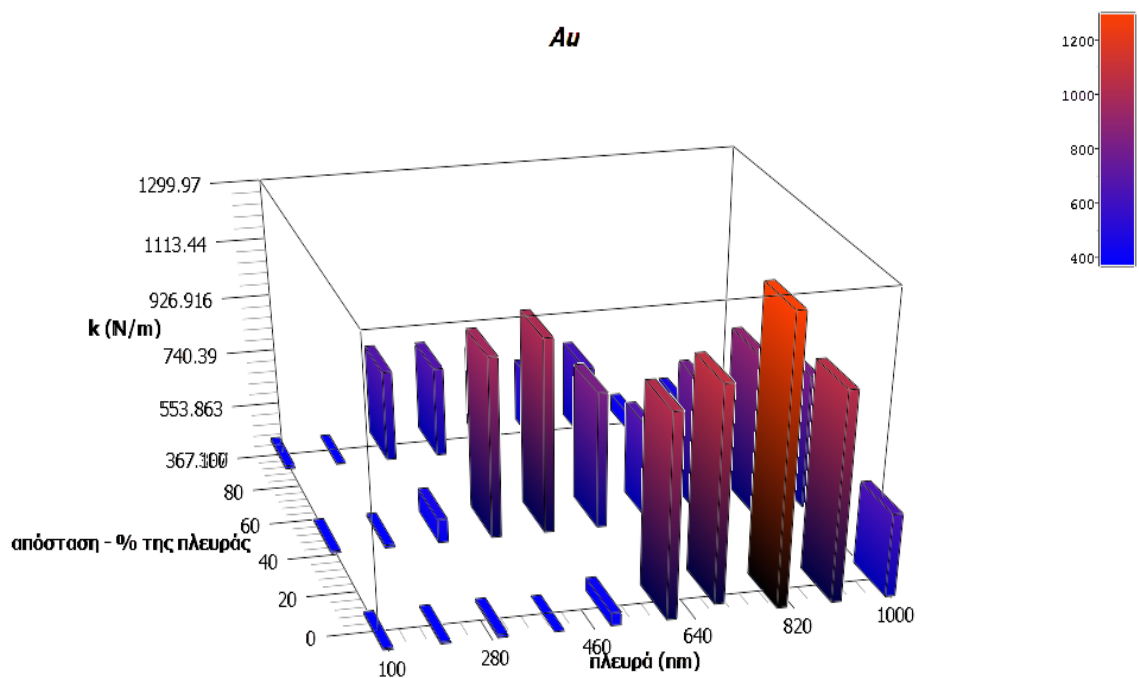
Σχήμα 3.56 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για  $p$ -πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



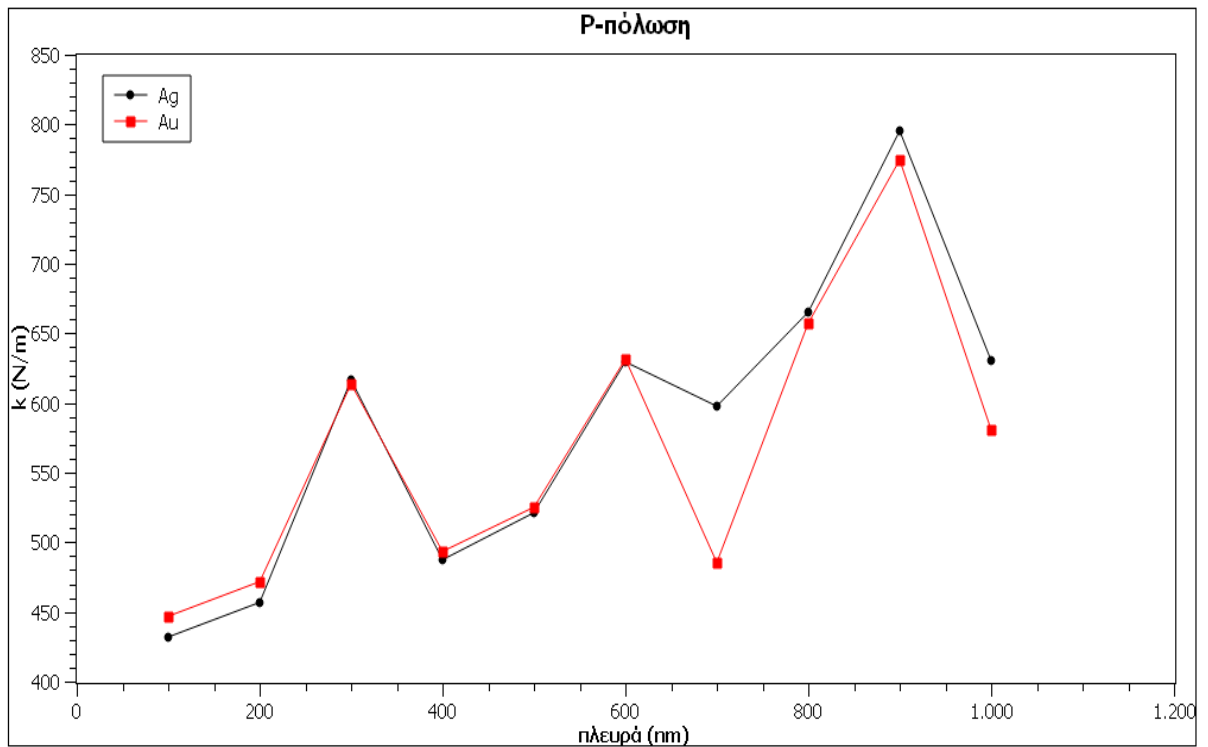
Σχήμα 3.57 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για  $p$ -πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



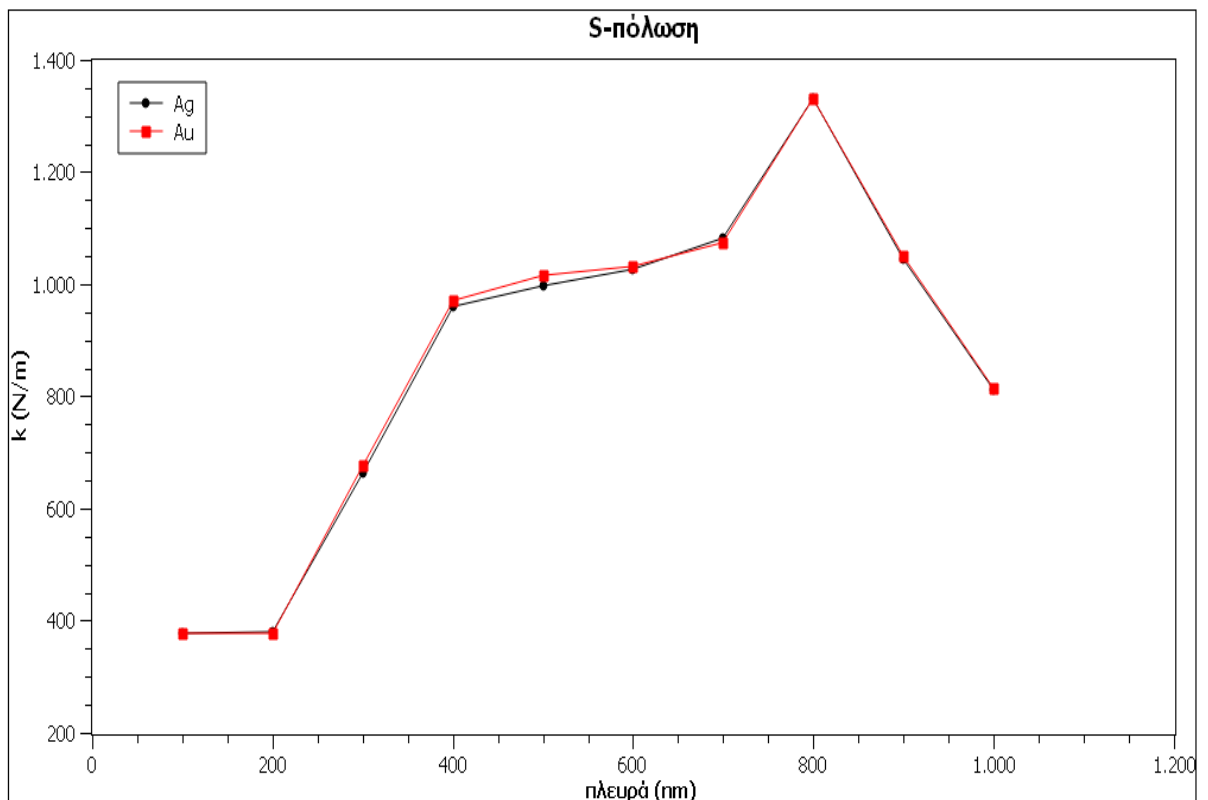
Σχήμα 3.58 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



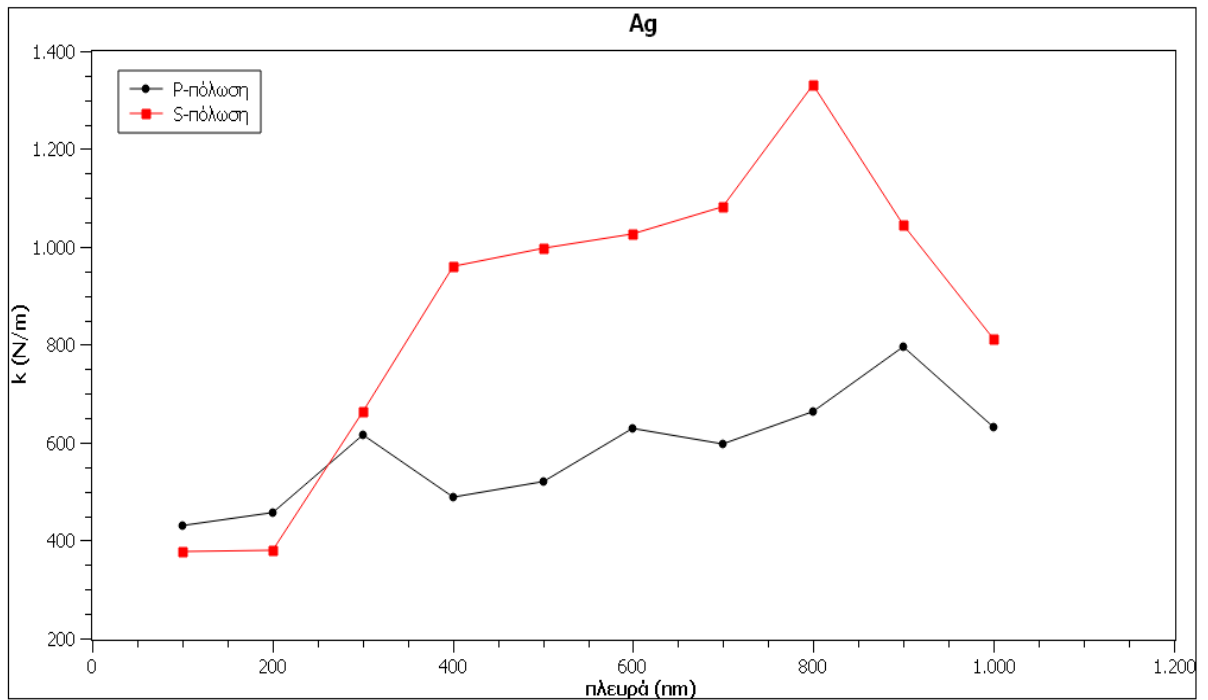
Σχήμα 3.59 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



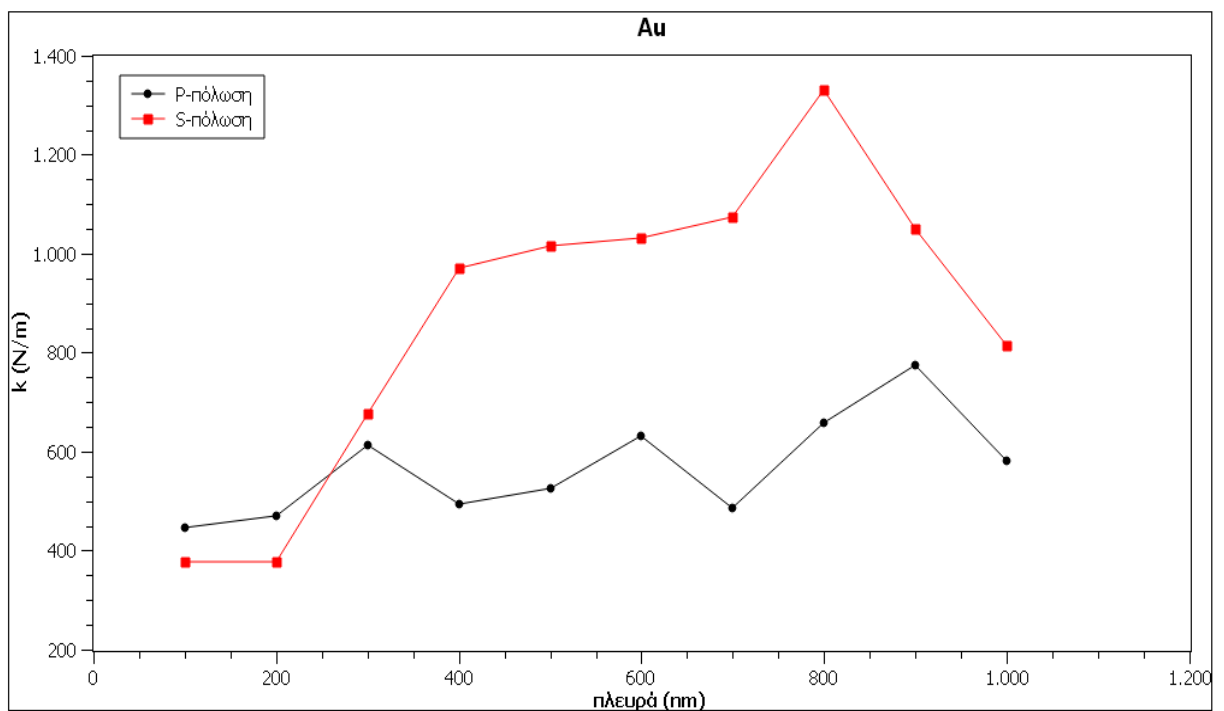
Σχήμα 3.60 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



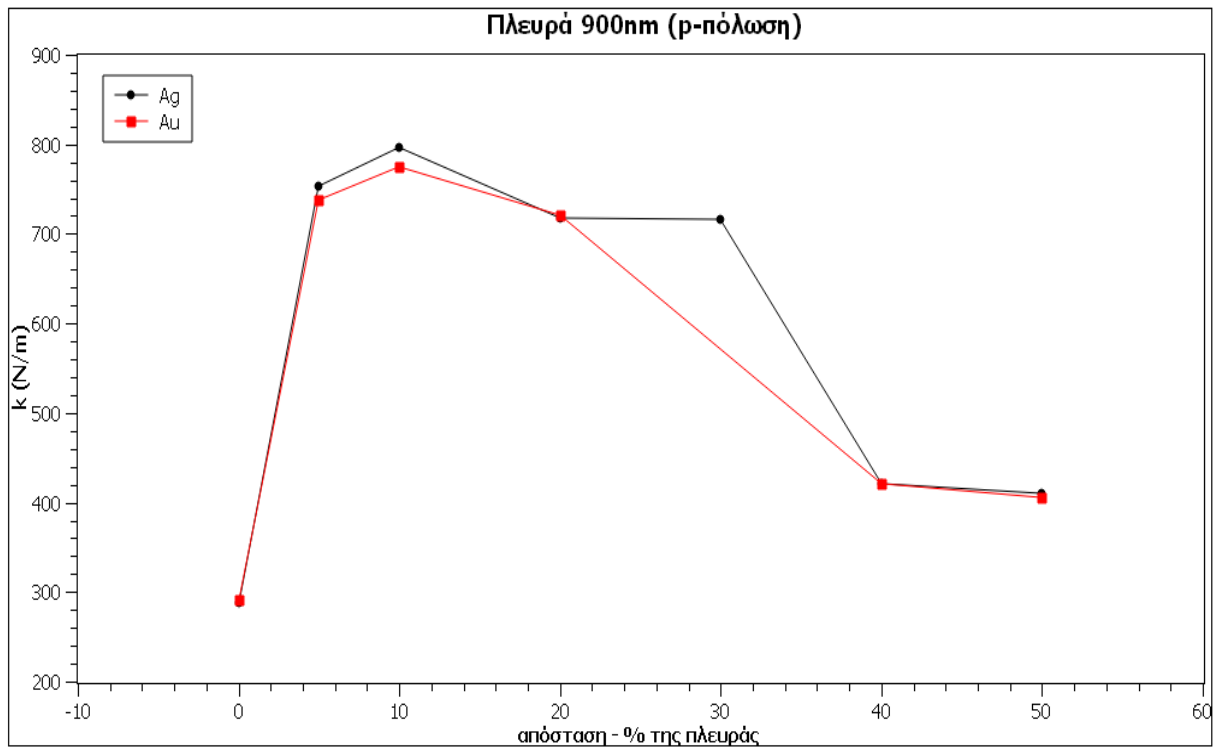
Σχήμα 3.61 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



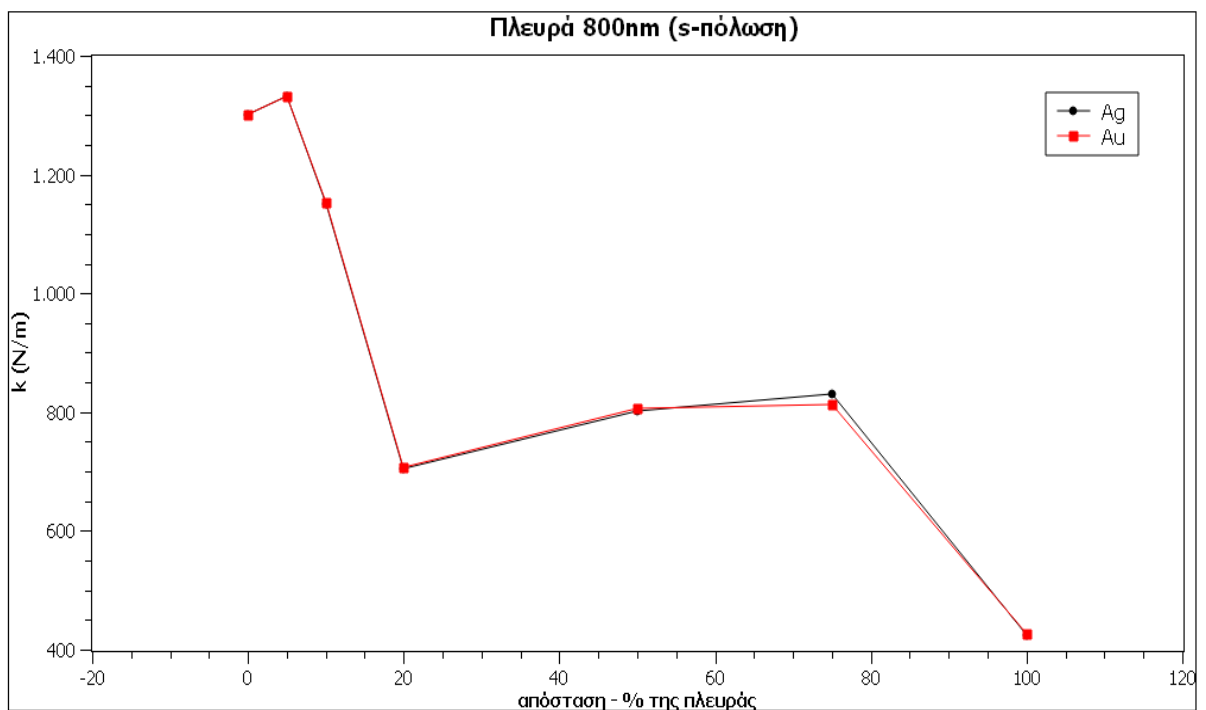
Σχήμα 3.62 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



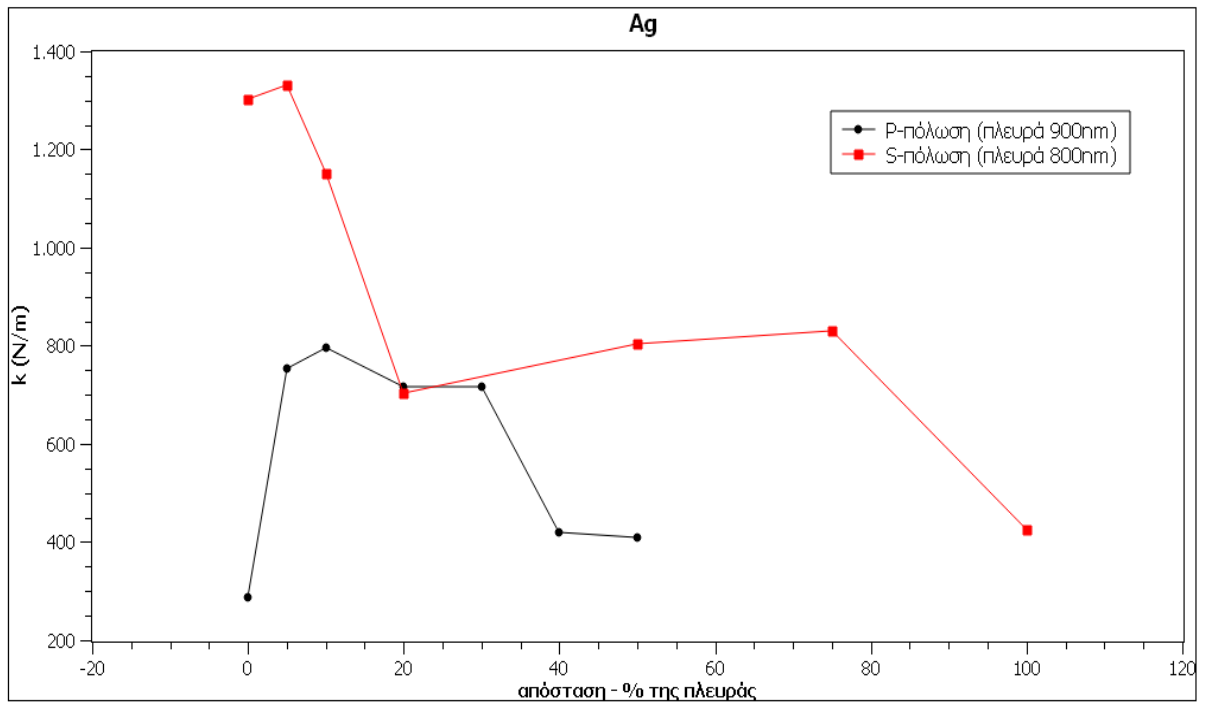
Σχήμα 3.63 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



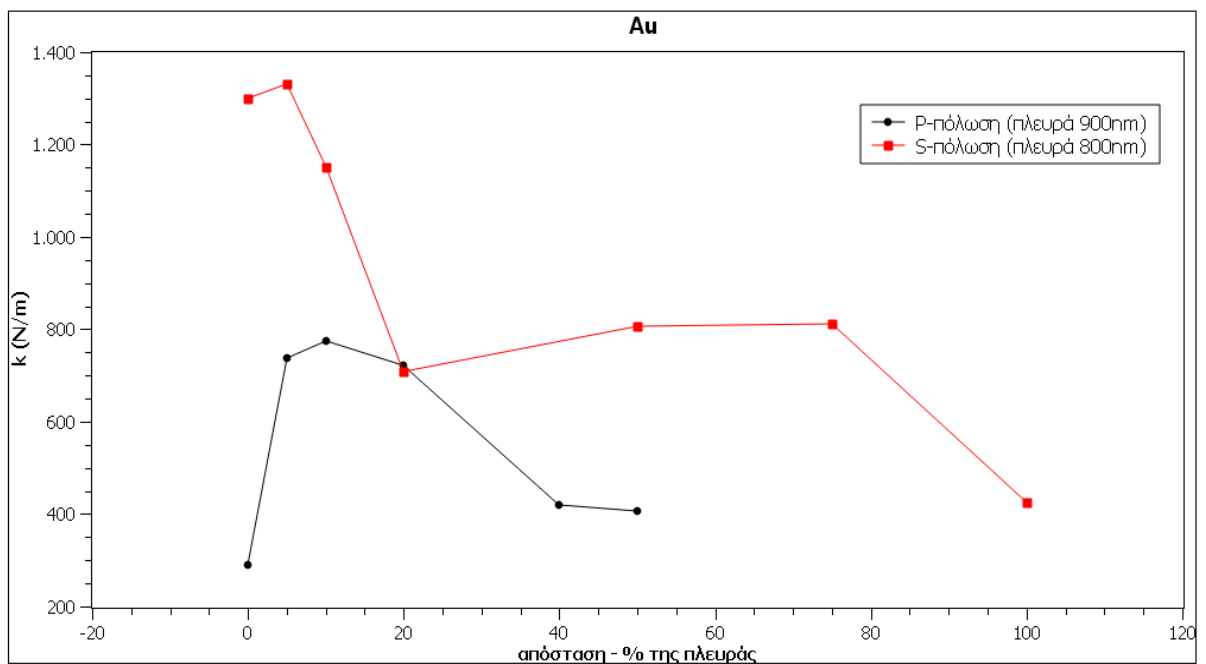
Σχήμα 3.64 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



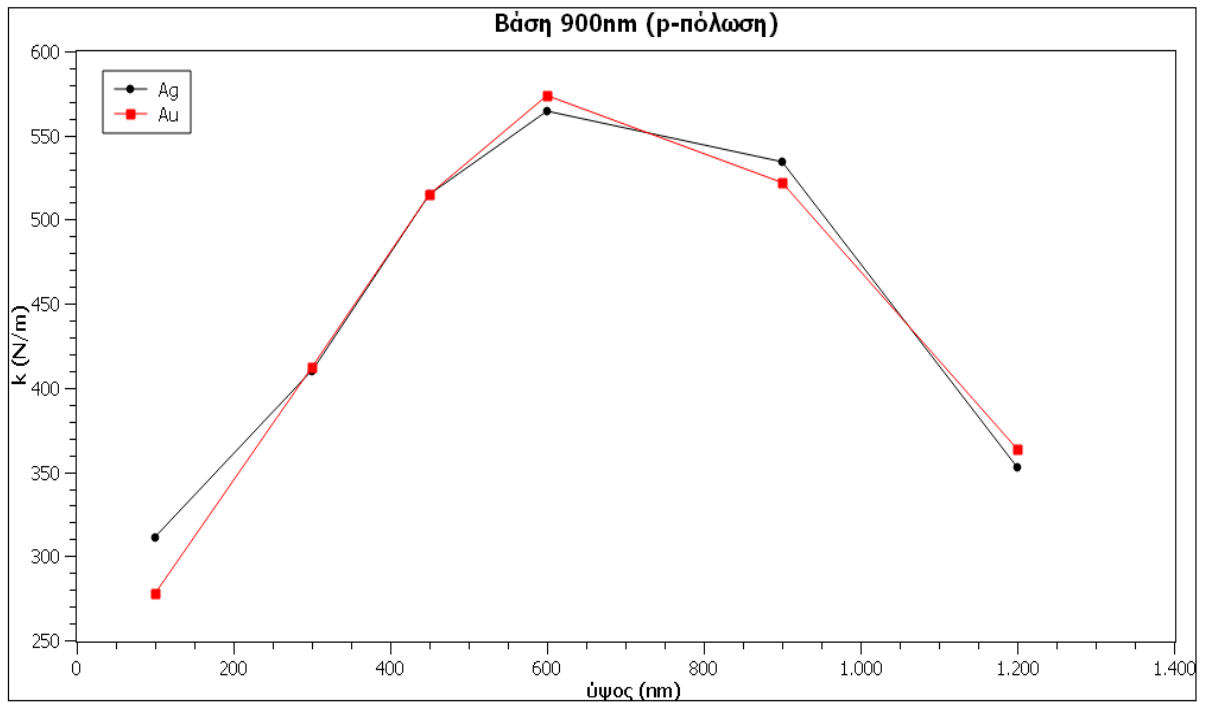
Σχήμα 3.65 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



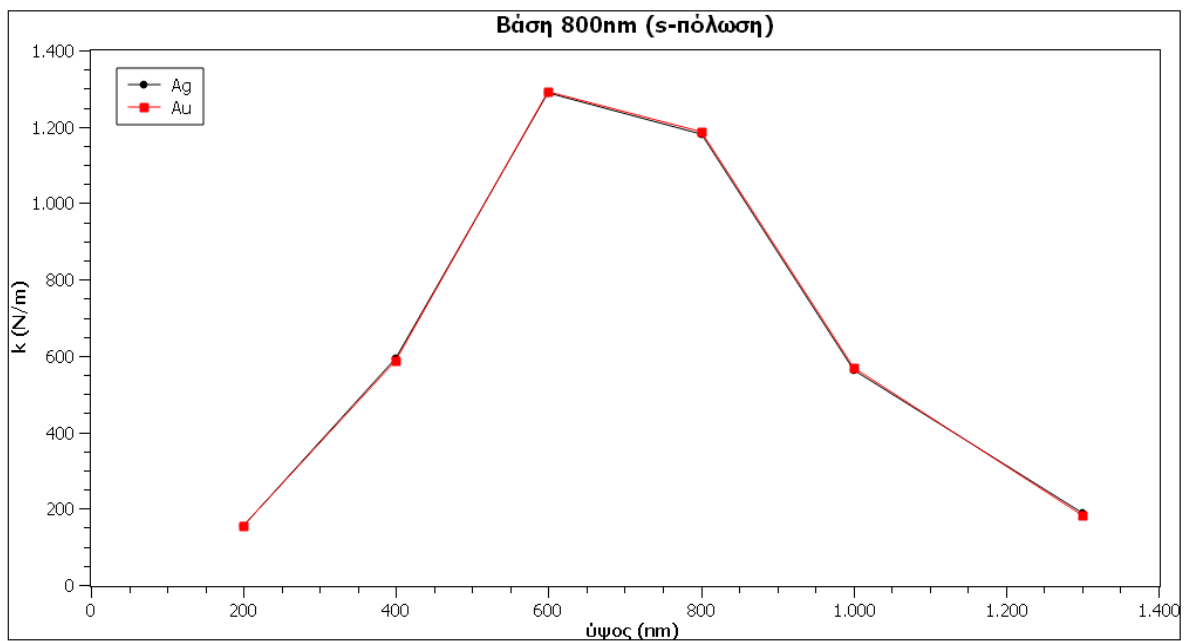
Σχήμα 3.66 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



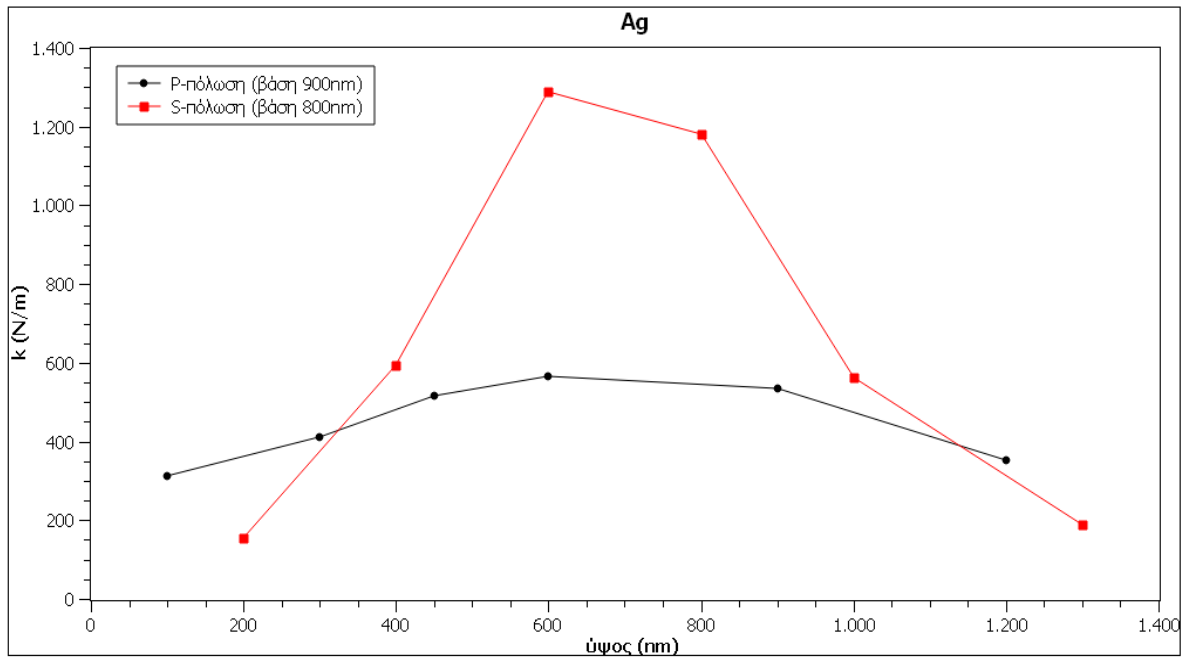
Σχήμα 3.67 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



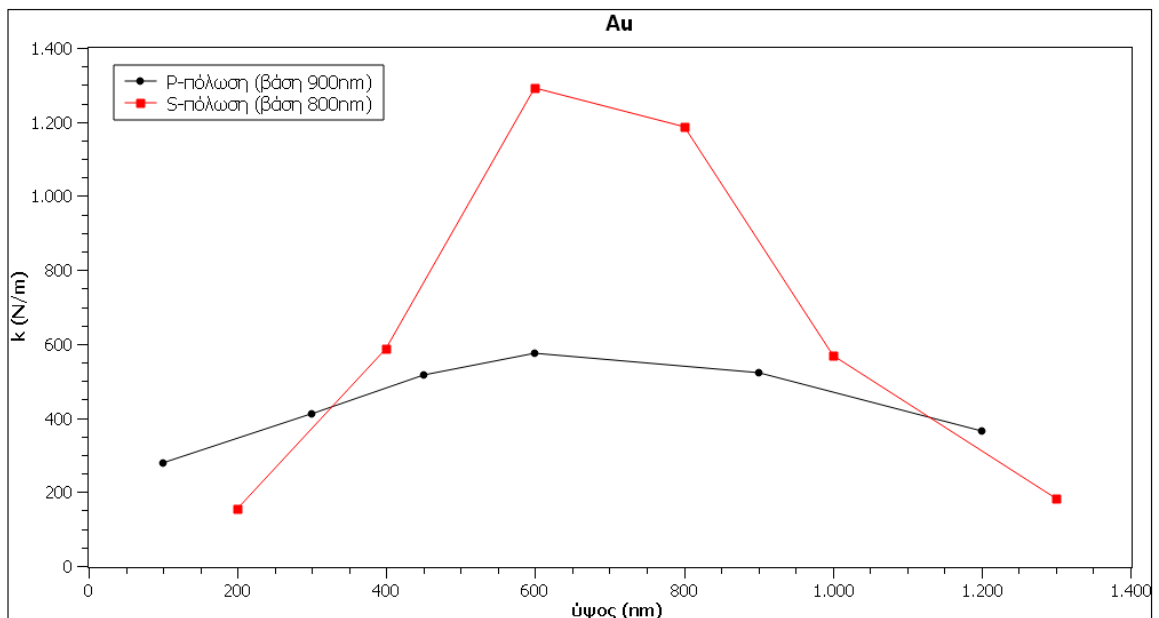
Σχήμα 3.68 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 10% της βάσης.



Σχήμα 3.69 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 5% της βάσης.



Σχήμα 3.70 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 10% και 5% της βάσης για την  $p$ -πόλωση και την  $s$ -πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.71 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 10% και 5% της βάσης για την  $p$ -πόλωση και την  $s$ -πόλωση αντίστοιχα.



### Συμπεράσματα

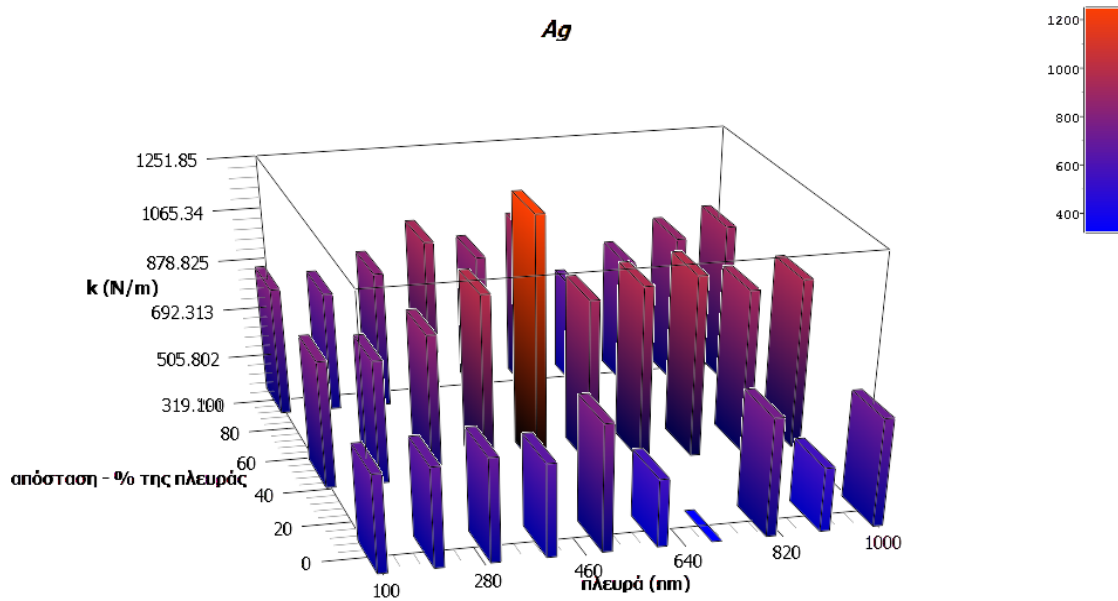
Ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής, όταν η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, είναι γενικά μεγαλύτερος στην περίπτωση της s-πόλωσης. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής είναι 1331N/m και για τα δύο υλικά στην περίπτωση της s-πόλωσης. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται όταν οι ισόπλευρες τριγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 800nm και απέχουν μεταξύ τους 5% της πλευράς, δηλαδή 40nm. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 795.9N/m και 774N/m για τον Ag και για τον Au αντίστοιχα. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται με νανοδομές πλευράς 900nm και απόστασης μεταξύ τους 10% της πλευράς, δηλαδή 90nm. Συνεπώς η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 225nm, οι νανοδομές είναι ισόπλευρες τριγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 800nm, απέχουν 40nm και η δέσμη είναι s-πολωμένη.

Στις ισοσκελείς τριγωνικές νανοδομές και εφόσον η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, ο μέγιστος  $k$  παρουσιάζεται όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη. Συγκεκριμένα αν οι νανοδομές έχουν βάση 800nm, ύψος 600nm και απέχουν 40nm τότε ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 1289.5N/m για τον Ag και 1292.3N/m για τον Au. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη και οι νανοδομές έχουν βάση 900nm, ύψος 600nm και απέχουν 90nm, ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 564.8N/m για τον Ag και 574.1N/m για τον Au.

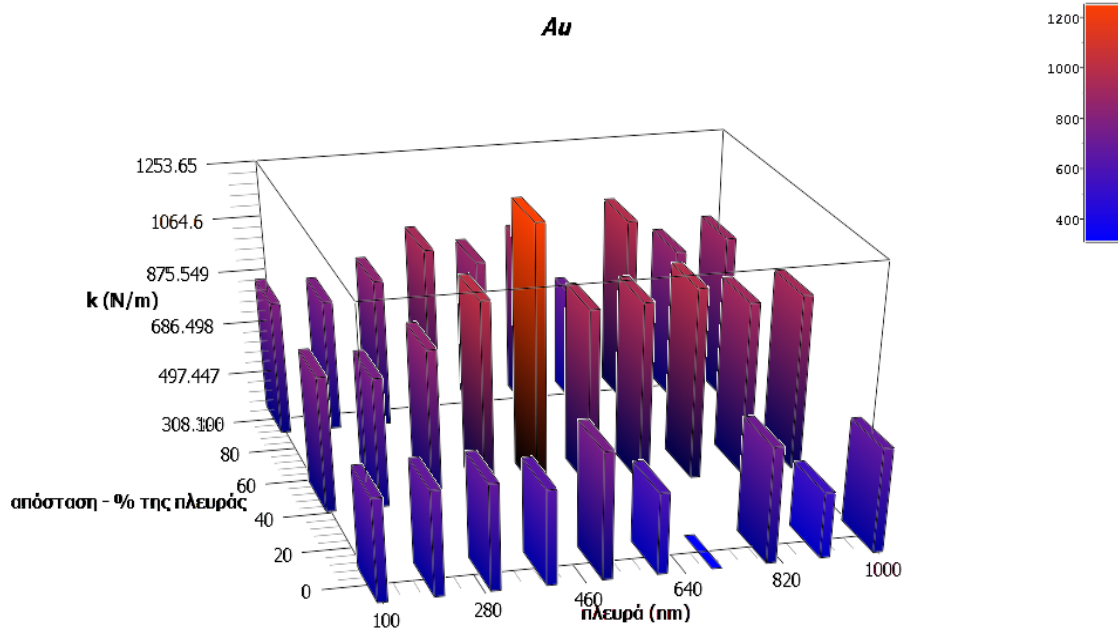
Μια άλλη παρατήρηση έχει να κάνει με το γεγονός ότι η παγίδα με τα νανοςύρματα τριγωνικής διατομής είναι πιο ισχυρή σε σχέση με τα νανοςύρματα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής για το ίδιο μέγεθος σωματιδίου προς παγίδευση.

## Αποτελέσματα

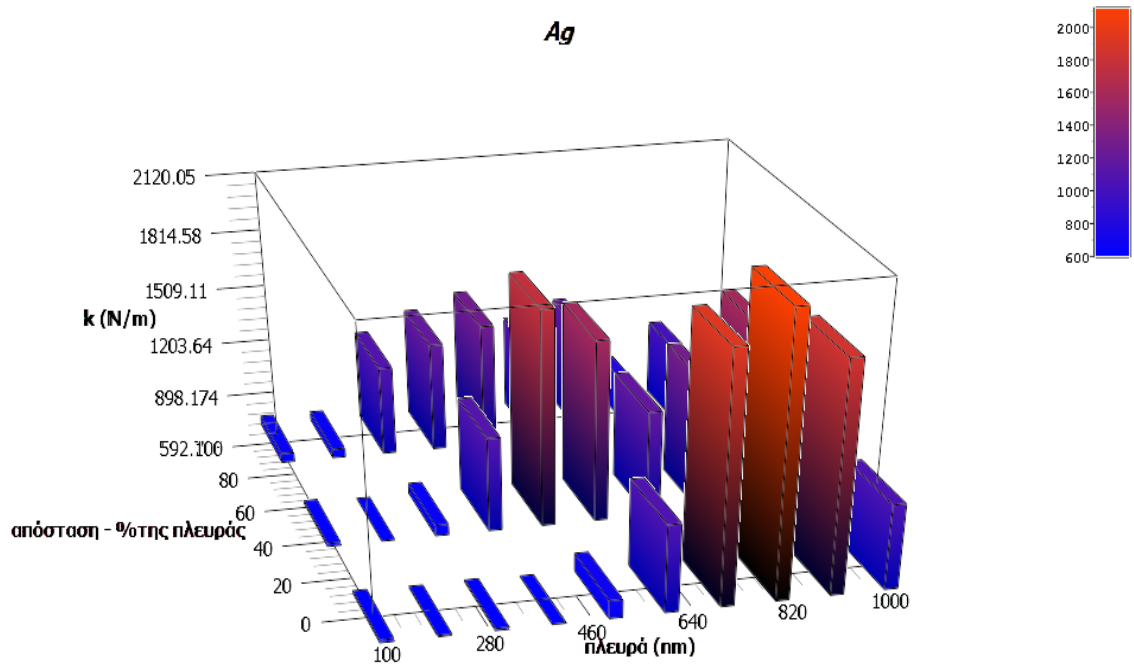
### Ακτίνα πολυστυρενίου 450nm



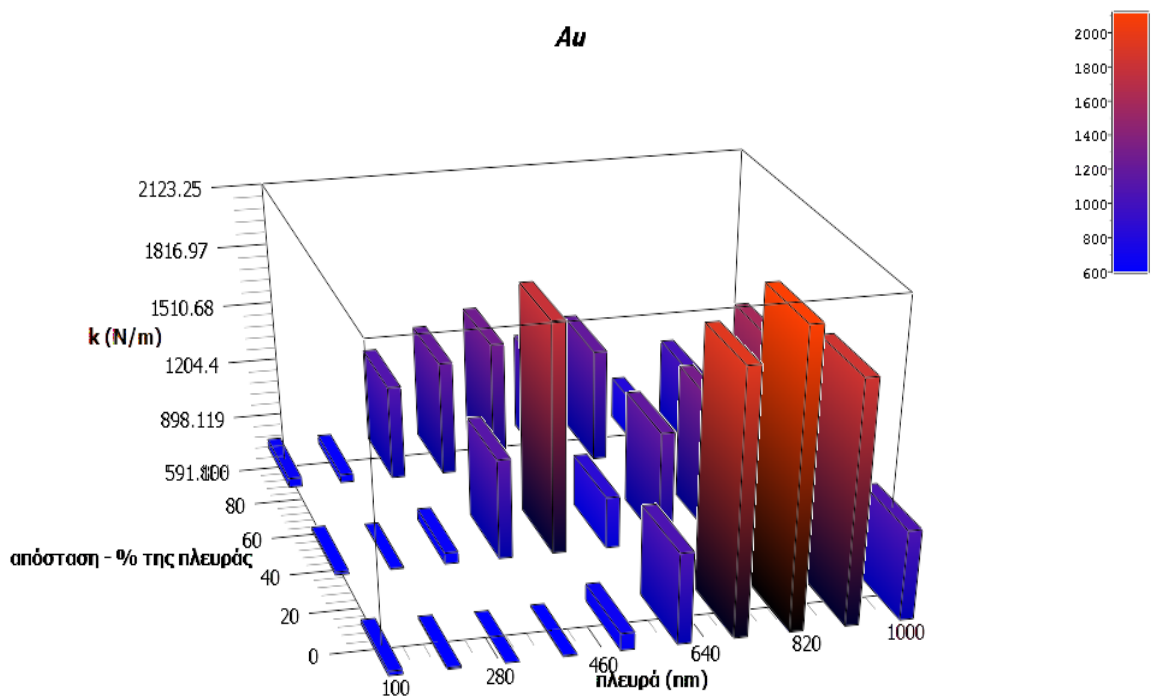
Σχήμα 3.72 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για  $p$ -πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



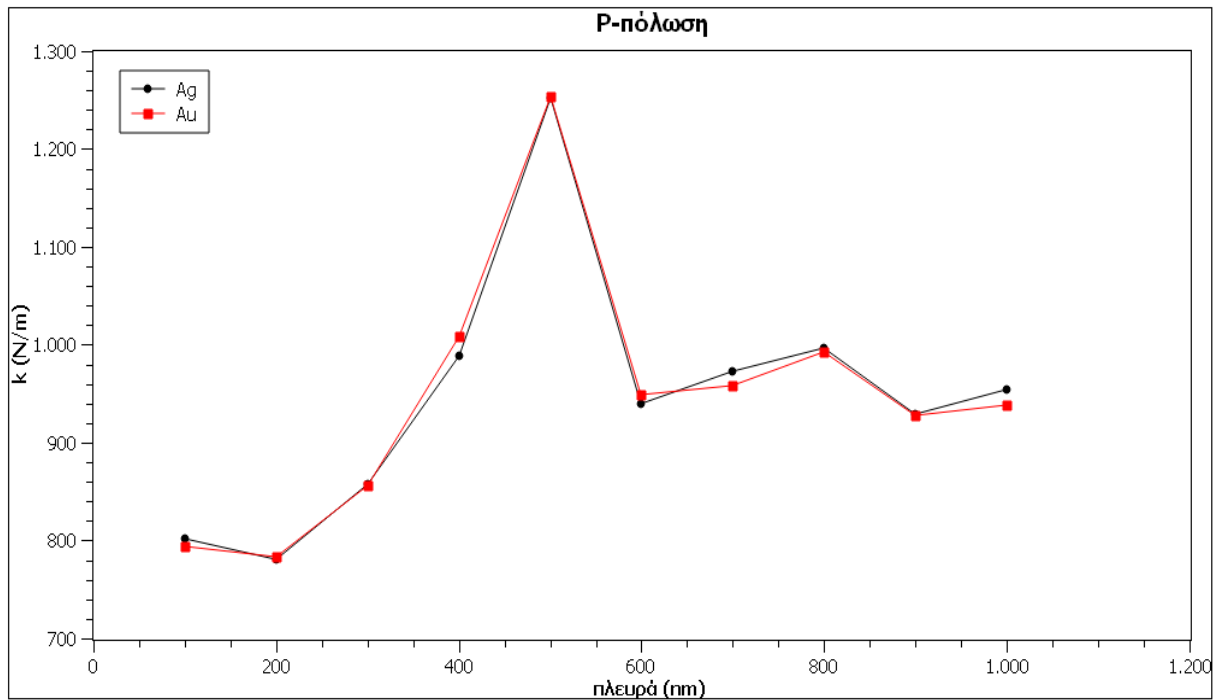
Σχήμα 3.73 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για  $p$ -πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



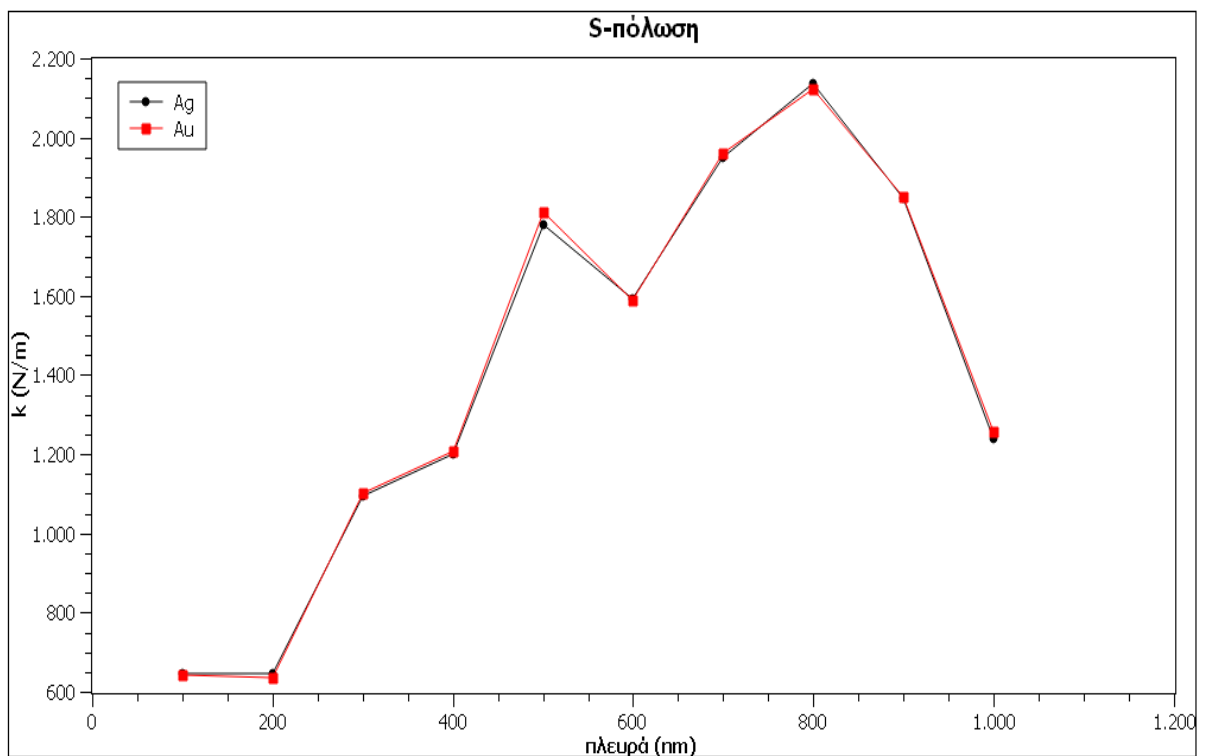
Σχήμα 3.74 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



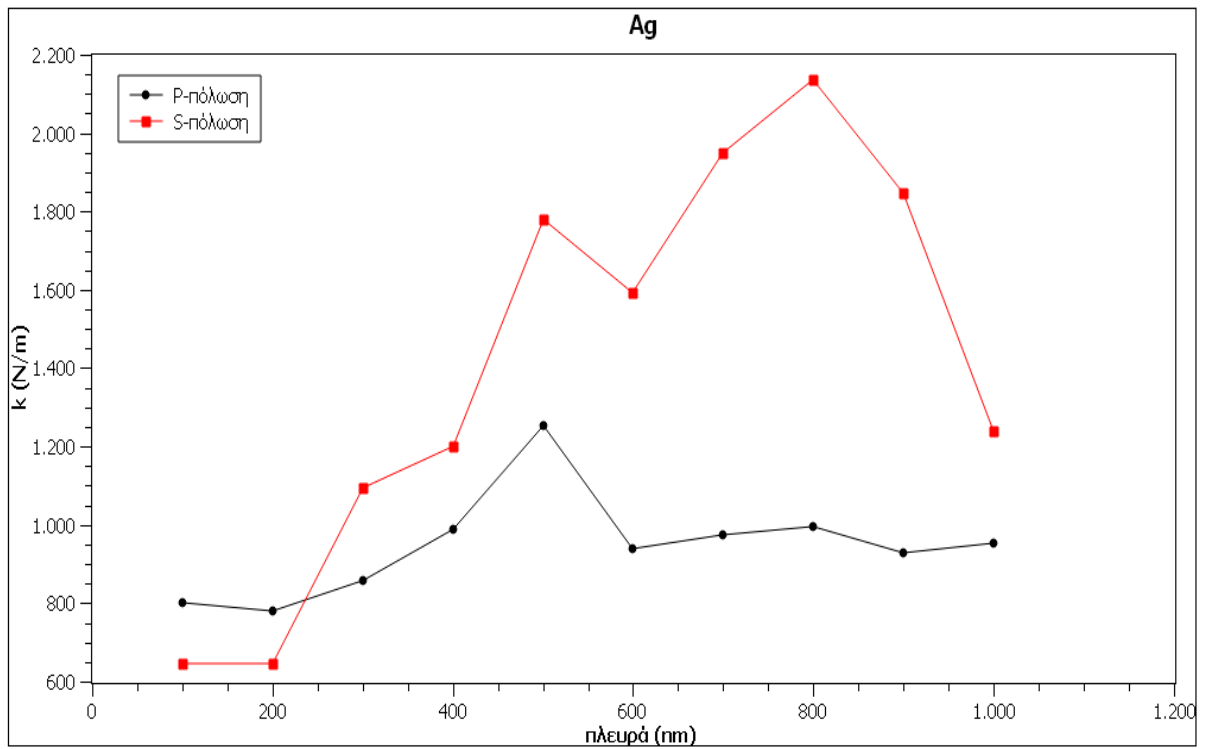
Σχήμα 3.75 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



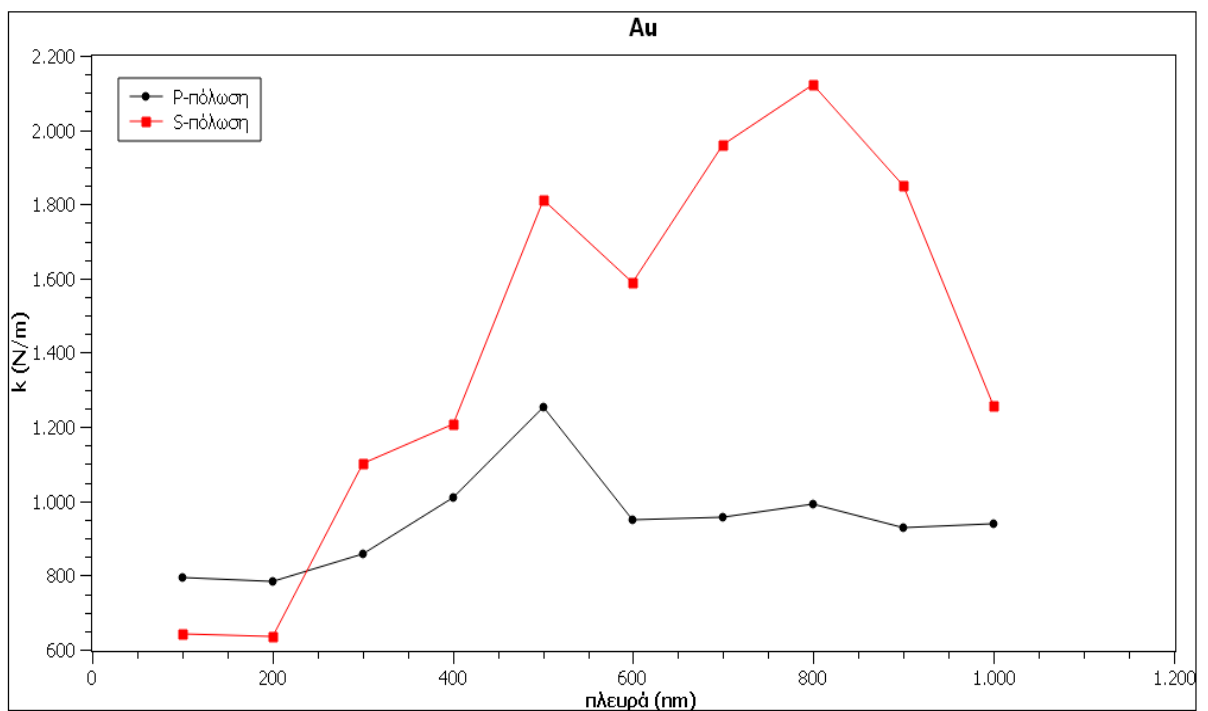
Σχήμα 3.76 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



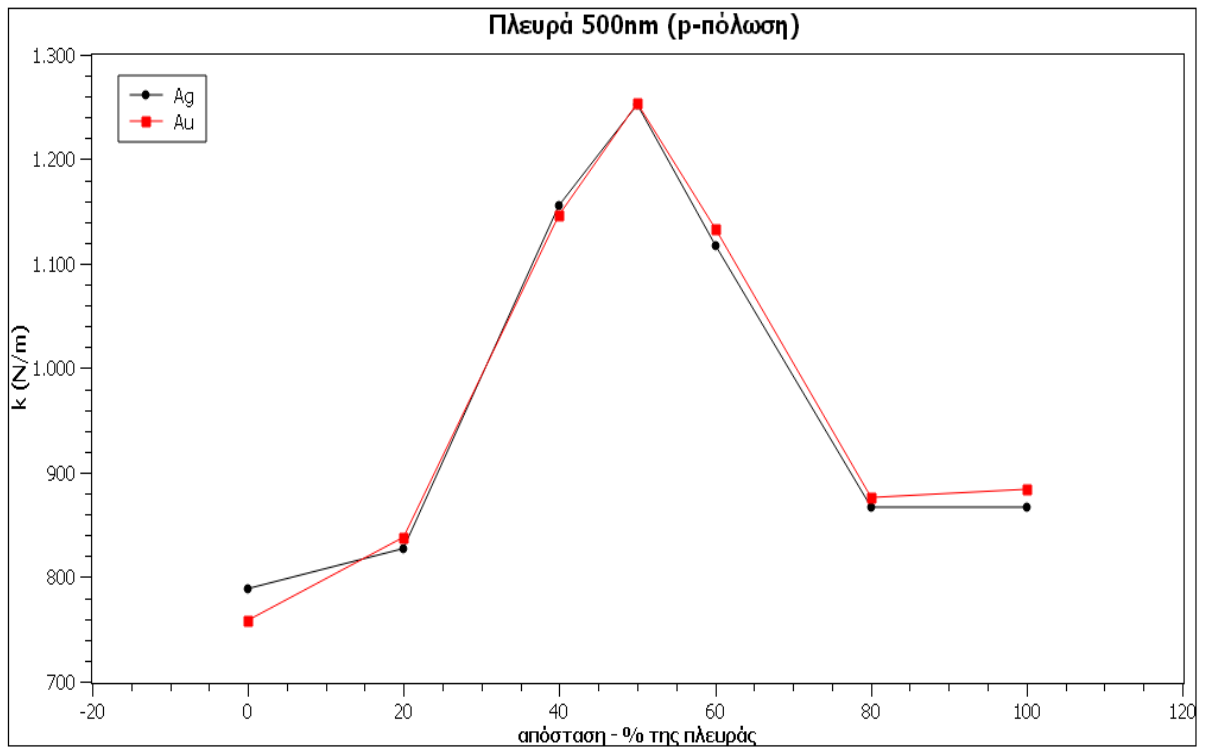
Σχήμα 3.77 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



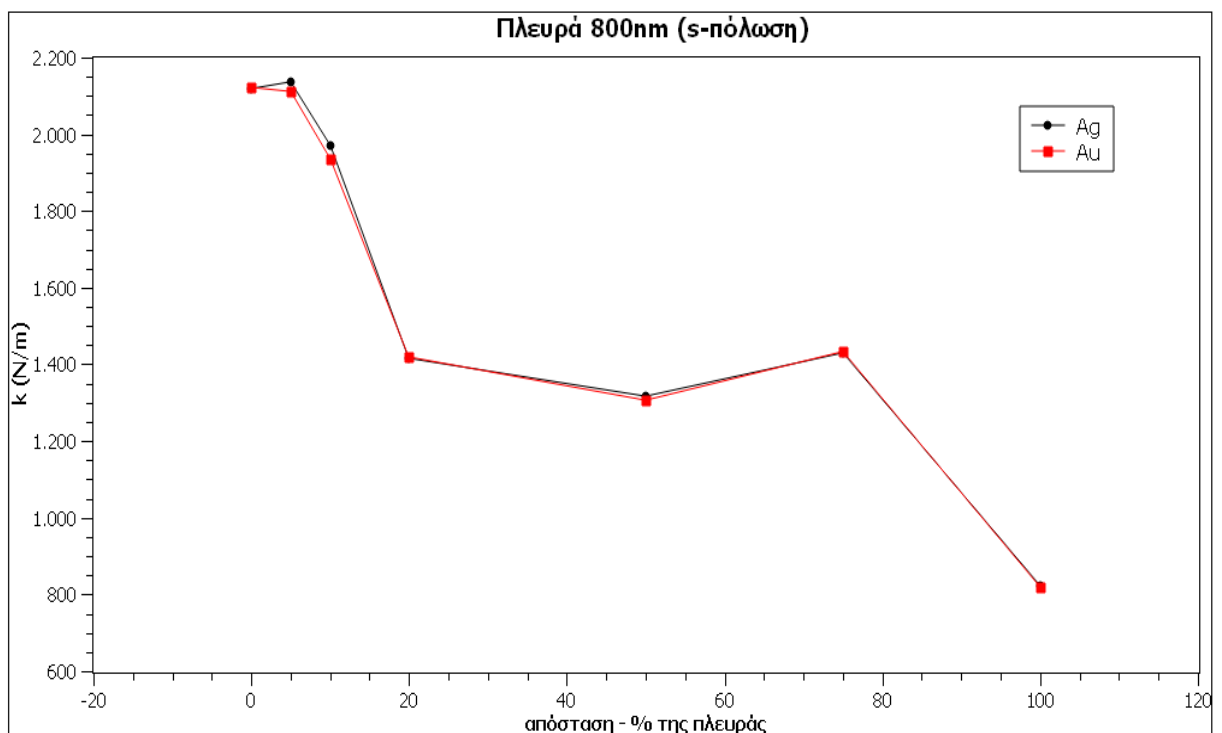
Σχήμα 3.78 Απεικόνιση του συντελεστή  $\kappa$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $\kappa$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



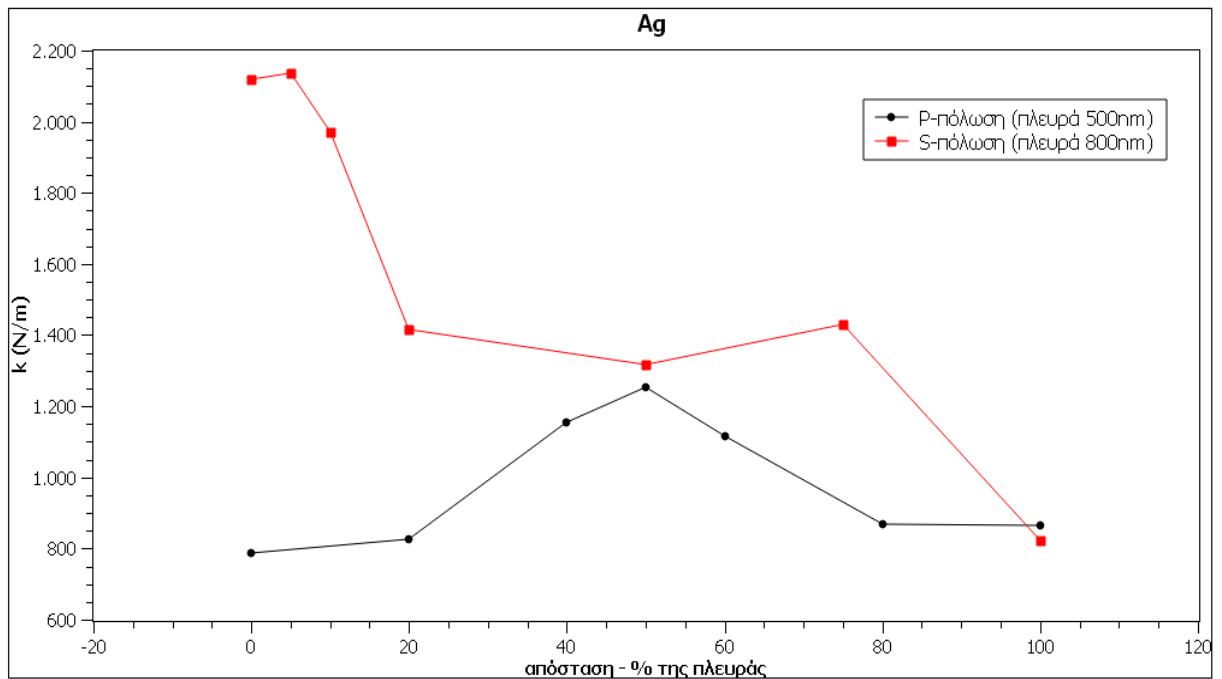
Σχήμα 3.79 Απεικόνιση του συντελεστή  $\kappa$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $\kappa$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm



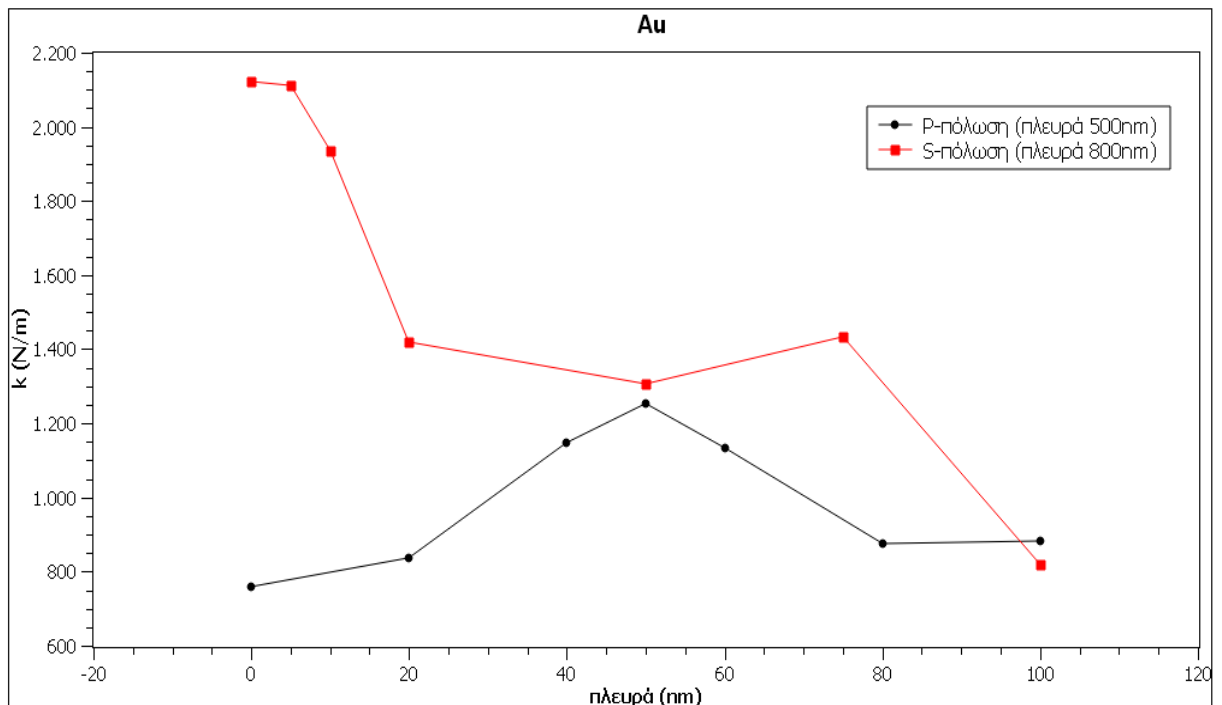
Σχήμα 3.80 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



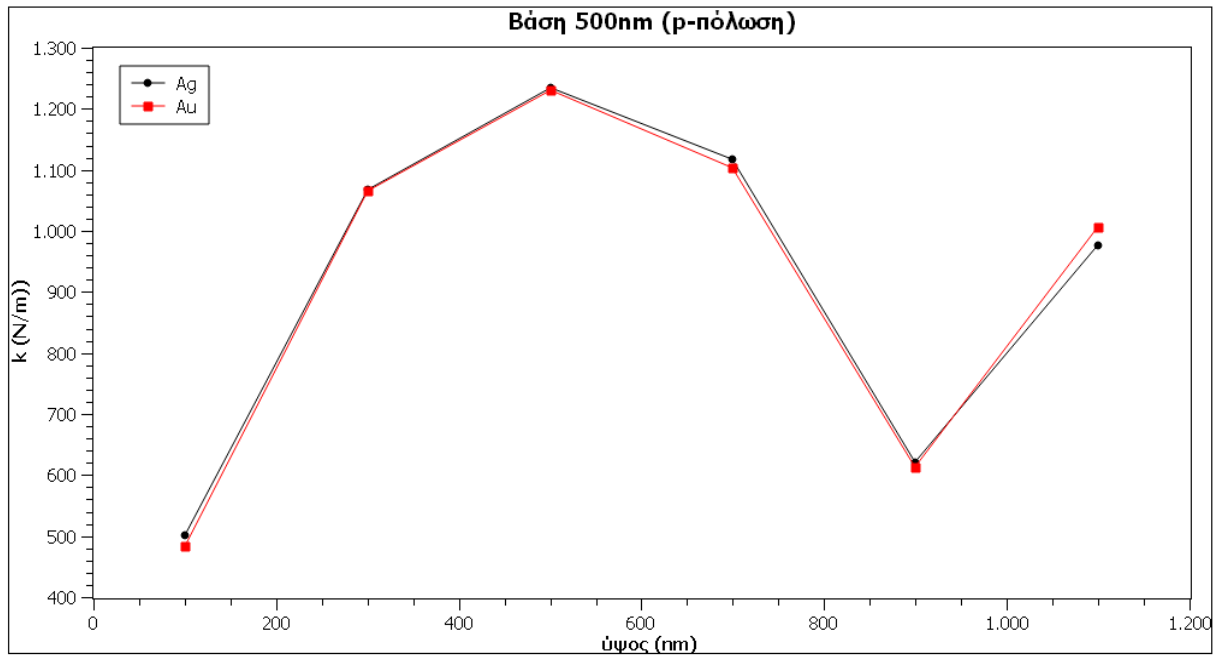
Σχήμα 3.81 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



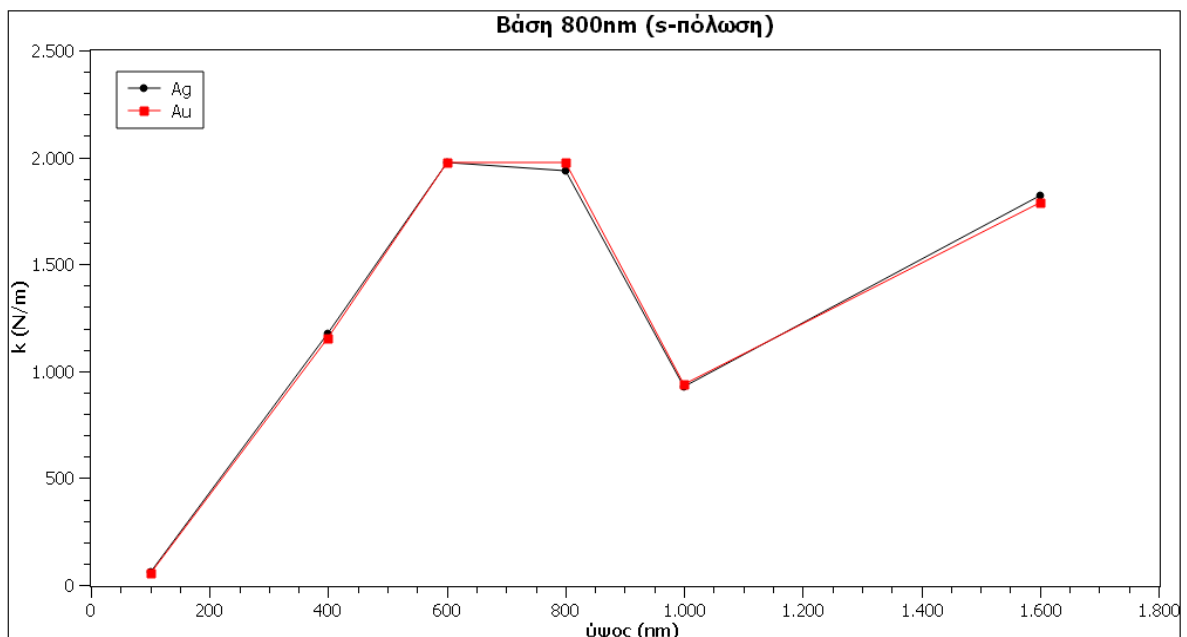
Σχήμα 3.82 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



Σχήμα 3.83 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

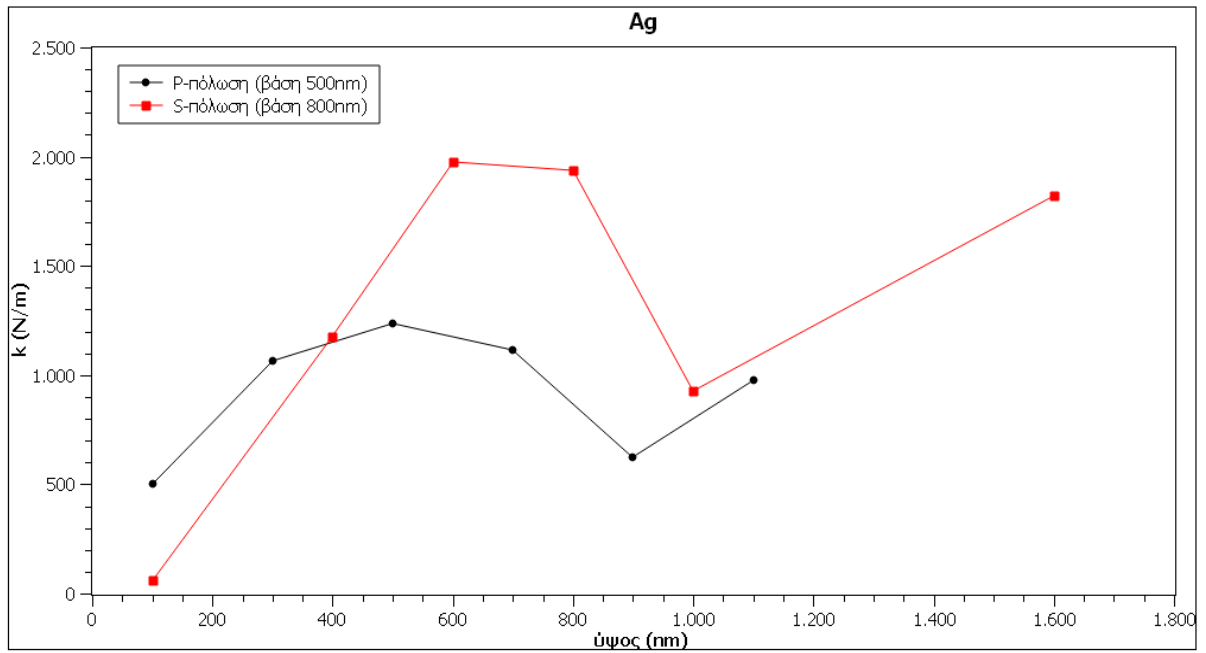


Σχήμα 3.84 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% της βάσης.

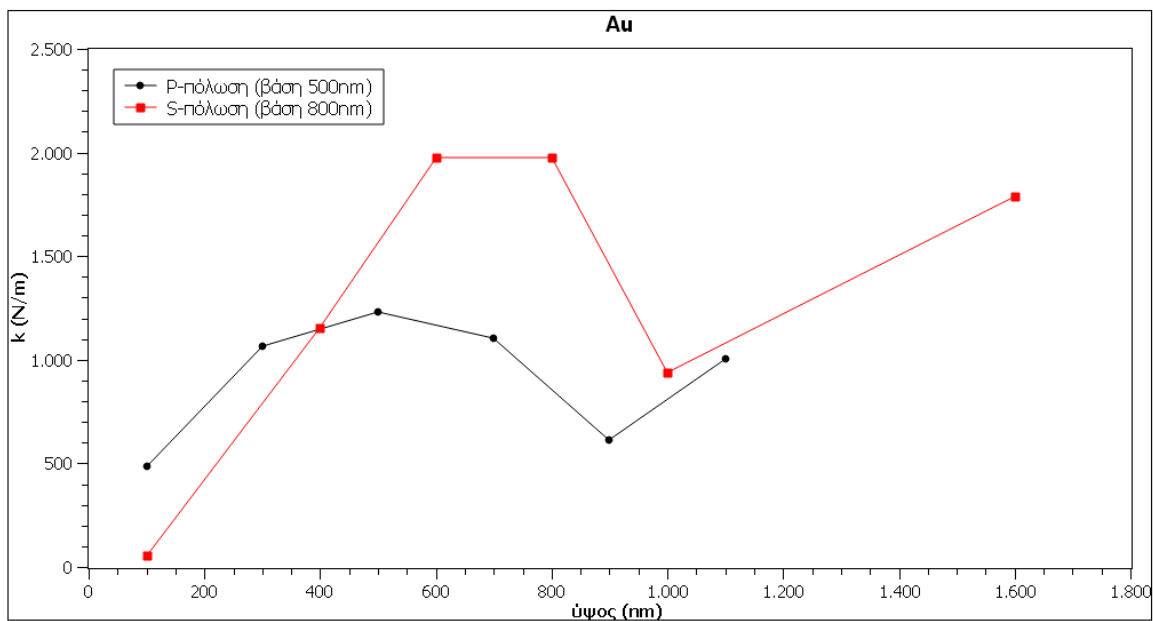


Σχήμα 3.85 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 5% της βάσης.





Σχήμα 3.86 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 5% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.87 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 255nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 50% και 5% της βάσης για την p-πόλωση και την s-πόλωση αντίστοιχα.

### Συμπεράσματα

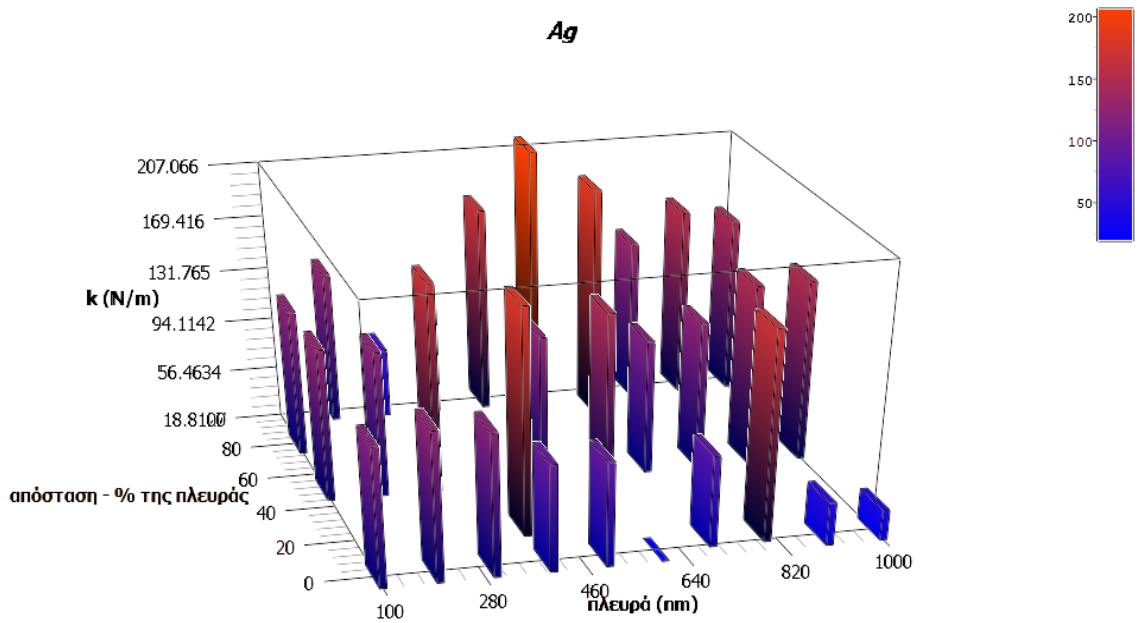
Στην περίπτωση που η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής είναι μεγαλύτερος, γενικά, στην περίπτωση της s-πόλωσης απ' ότι στην p-πόλωση. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής είναι 2135.2N/m για τον Ag και 2109.9N/m για τον Au στην περίπτωση της s-πόλωσης. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται όταν οι ισόπλευρες τριγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 800nm και απέχουν μεταξύ τους 5% της πλευράς, δηλαδή 40nm. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 1251.8N/m και 1253.7N/m για τον Ag και τον Au αντίστοιχα, και οι νανοδομές έχουν πλευρά 500nm και απέχουν 50% της πλευράς, δηλαδή 250nm. Επομένως η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 450nm, οι νανοδομές είναι ισόπλευρες τριγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 255nm, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 800nm, απέχουν 40nm και η δέσμη είναι s-πολωμένη.

Ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών ισοσκελούς τριγωνικής διατομής παρουσιάζει μέγιστη τιμή στην s-πόλωση με ακτίνα δέσμης 255nm, όταν η βάση τους είναι 800nm, το ύψος τους είναι 600nm και απέχουν 40nm. Η τιμή του είναι 1977N/m και για τα δύο υλικά. Όσον αφορά την p-πόλωση η μέγιστη τιμή του  $k$  παρουσιάζεται στις νανοδομές με βάση 500nm, ύψος 500nm και απόσταση 250nm. Η τιμή του είναι 1235.2N/m για τον Ag και 1230.1N/m για τον Au.

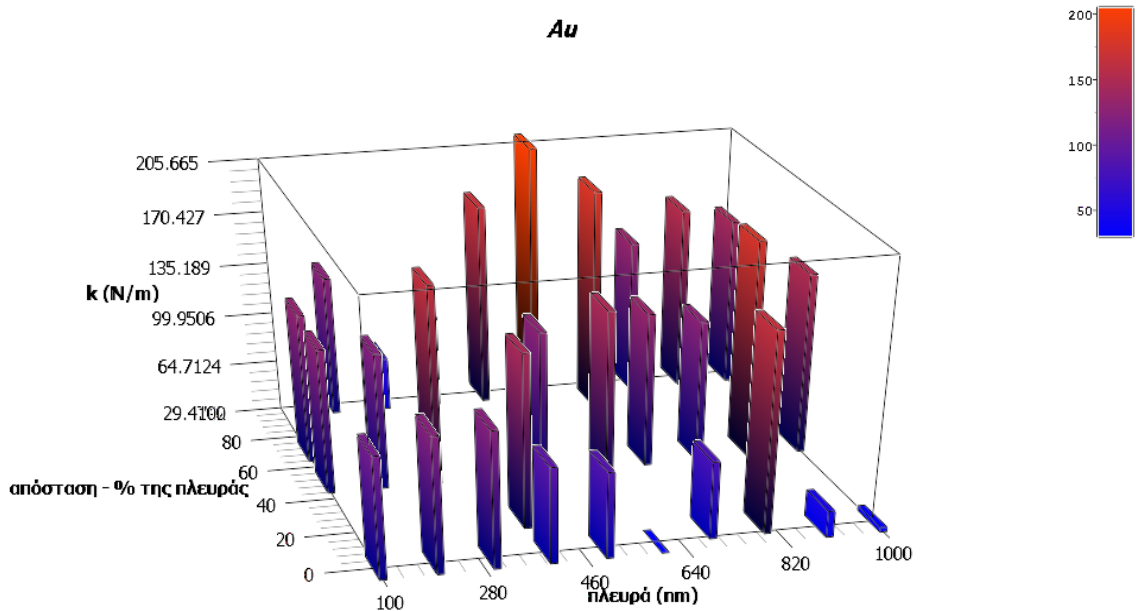
Ένα άλλο αξιοπρόσεκτο στοιχείο έχει να κάνει με το ότι η παγίδα με νανοσύρματα τριγωνικής διατομής είναι ισχυρότερη σε σύγκριση με αυτή που αποτελείται με νανοσύρματα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής, όταν το μέγεθος του σωματιδίου προς παγίδευση είναι το ίδιο.

## Αποτελέσματα

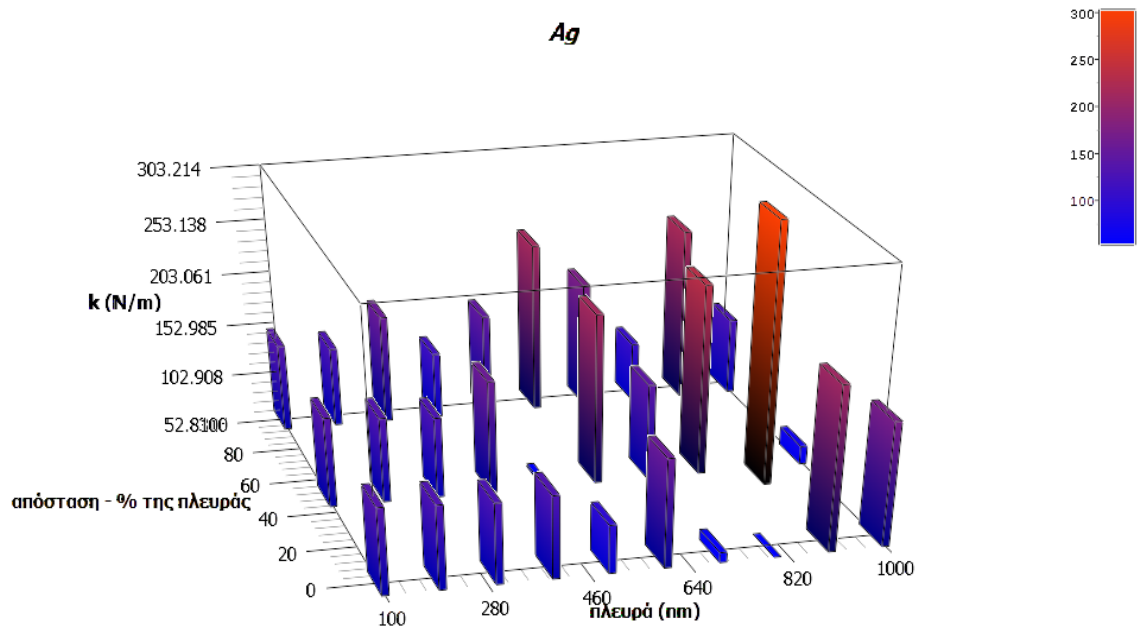
### Ακτίνα πολυστυρενίου 900nm



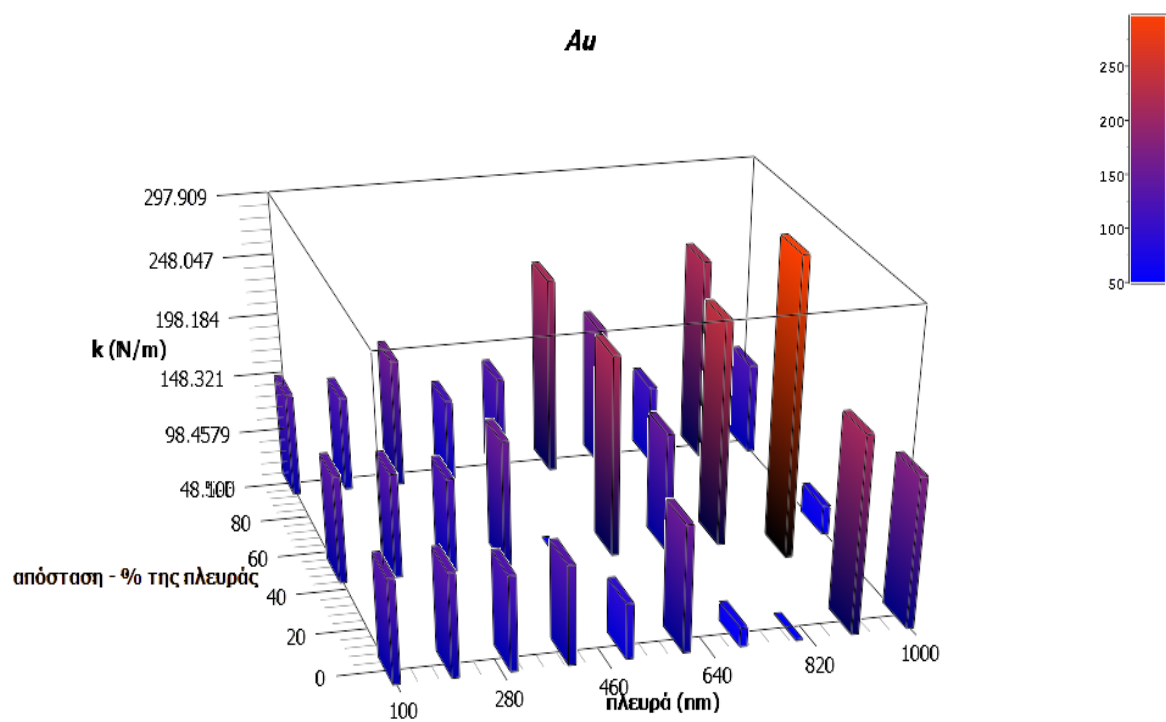
Σχήμα 3.88 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



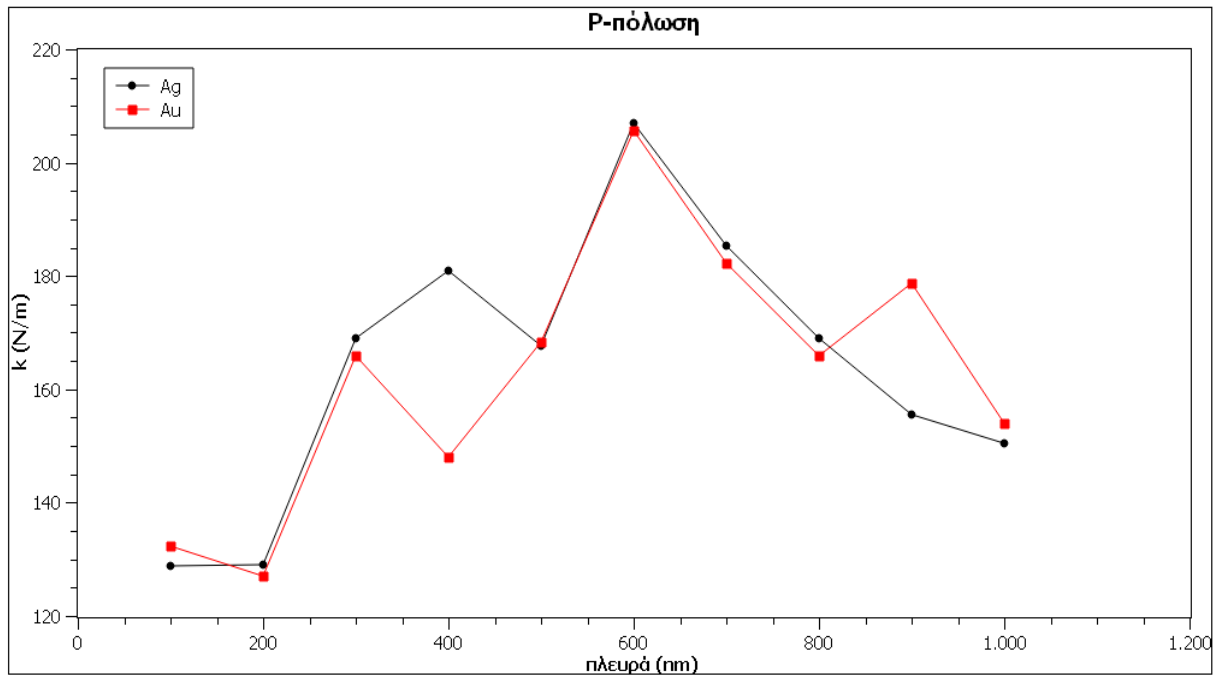
Σχήμα 3.89 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



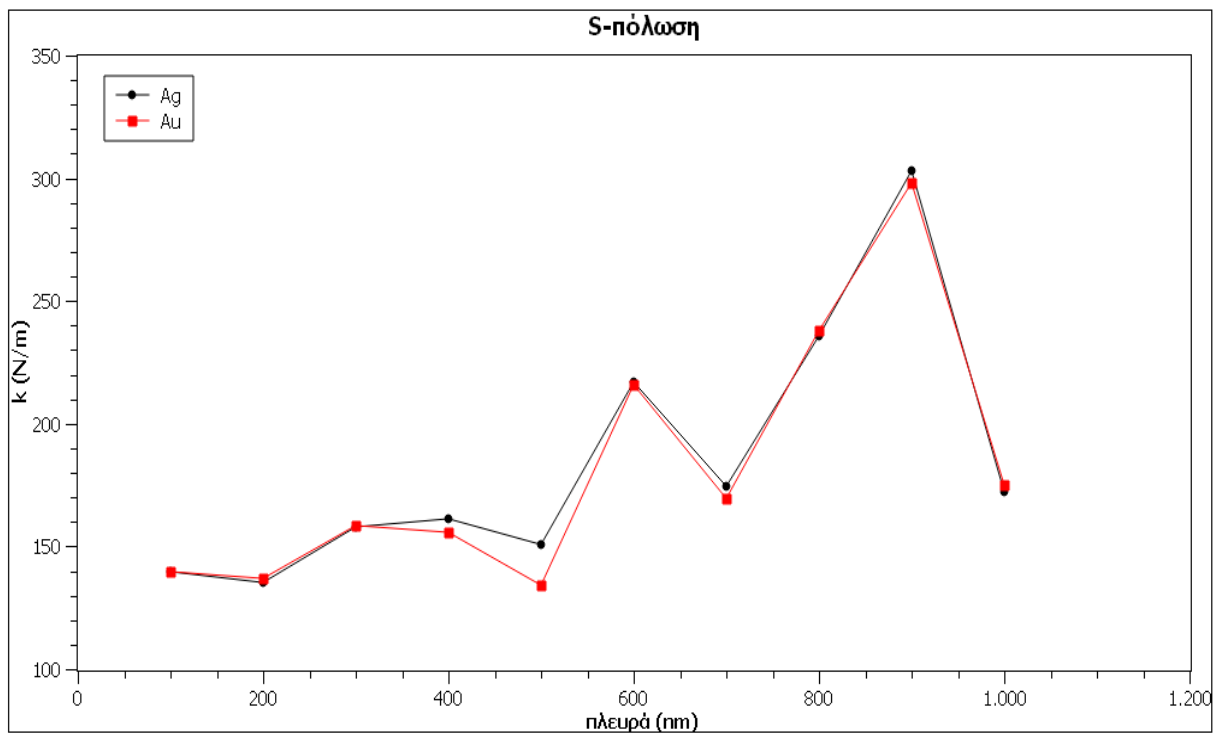
Σχήμα 3.90 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



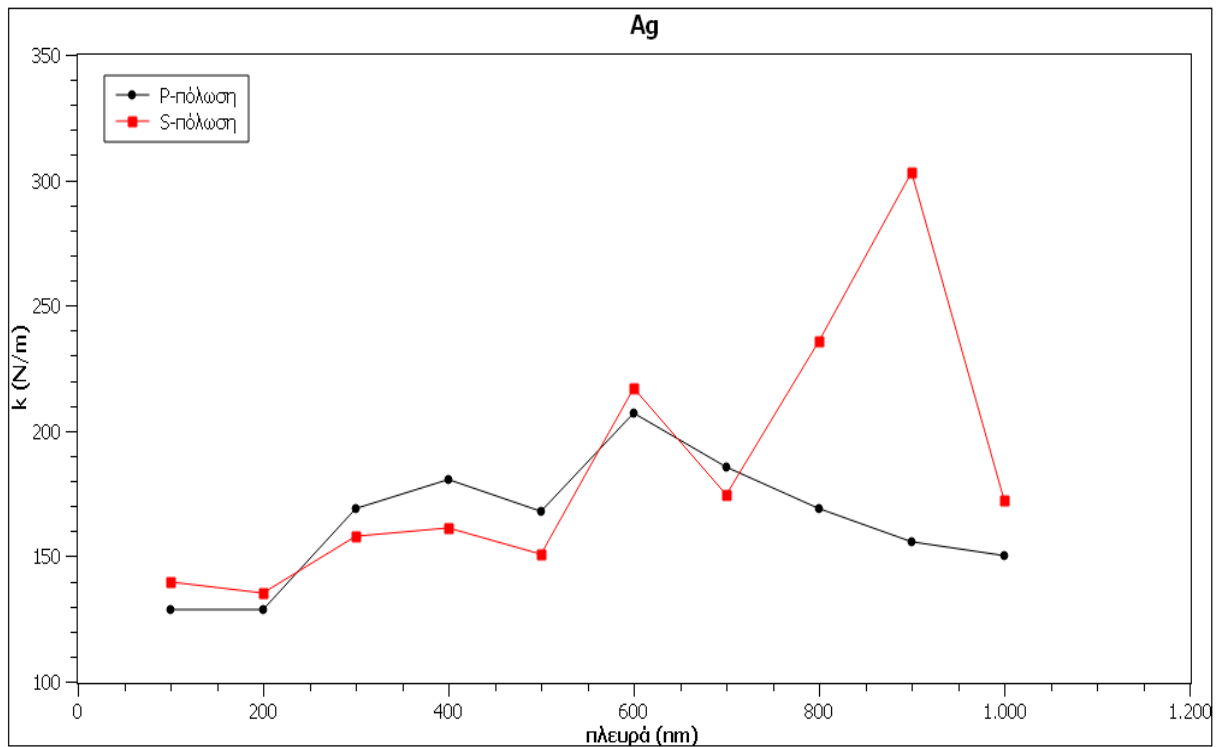
Σχήμα 3.91 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για s-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



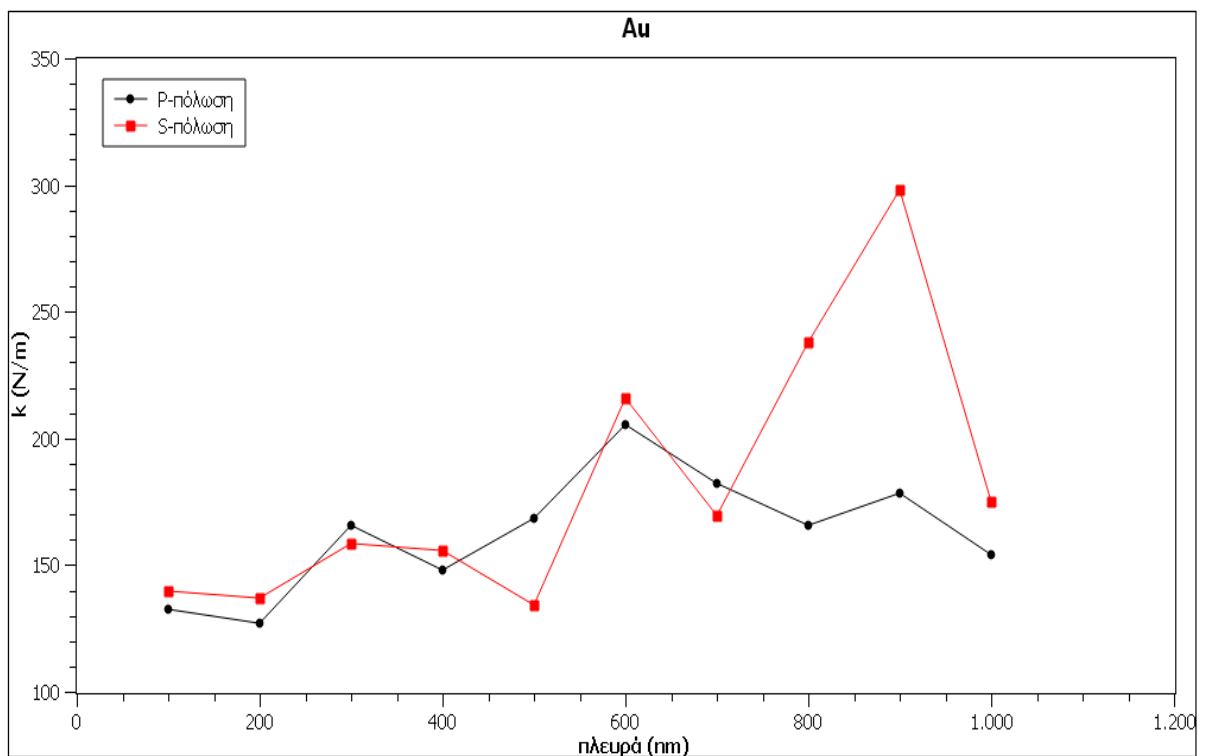
Σχήμα 3.92 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



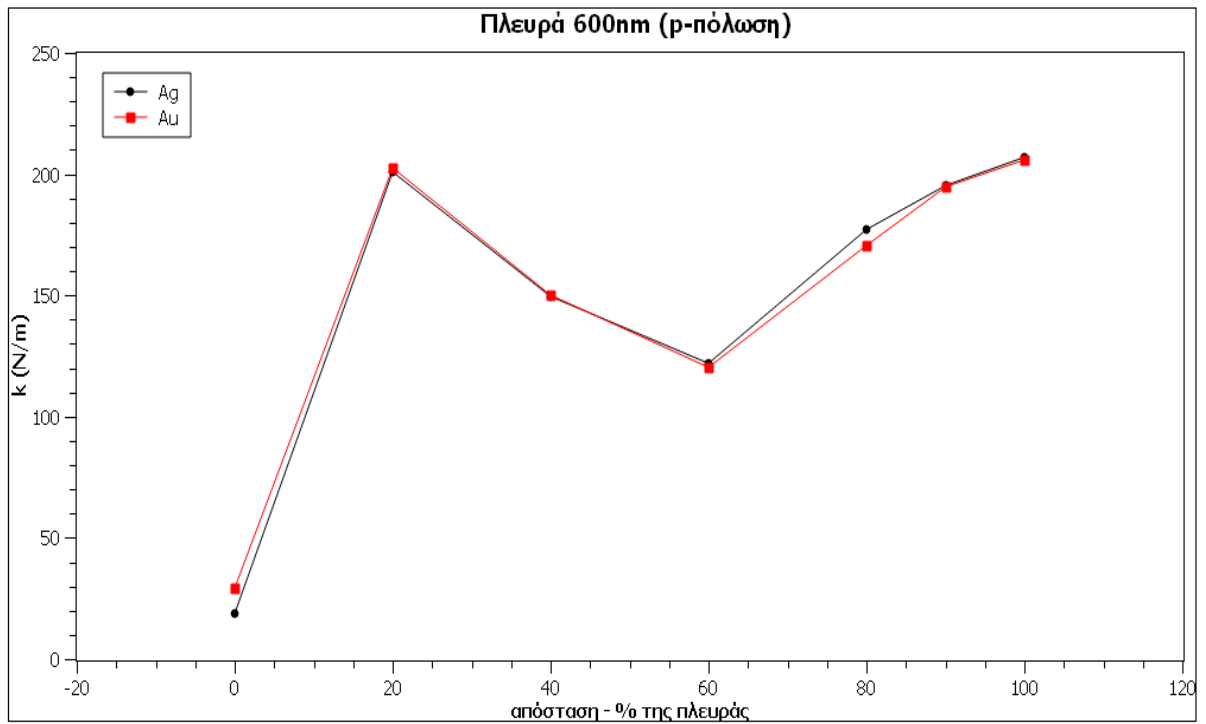
Σχήμα 3.93 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



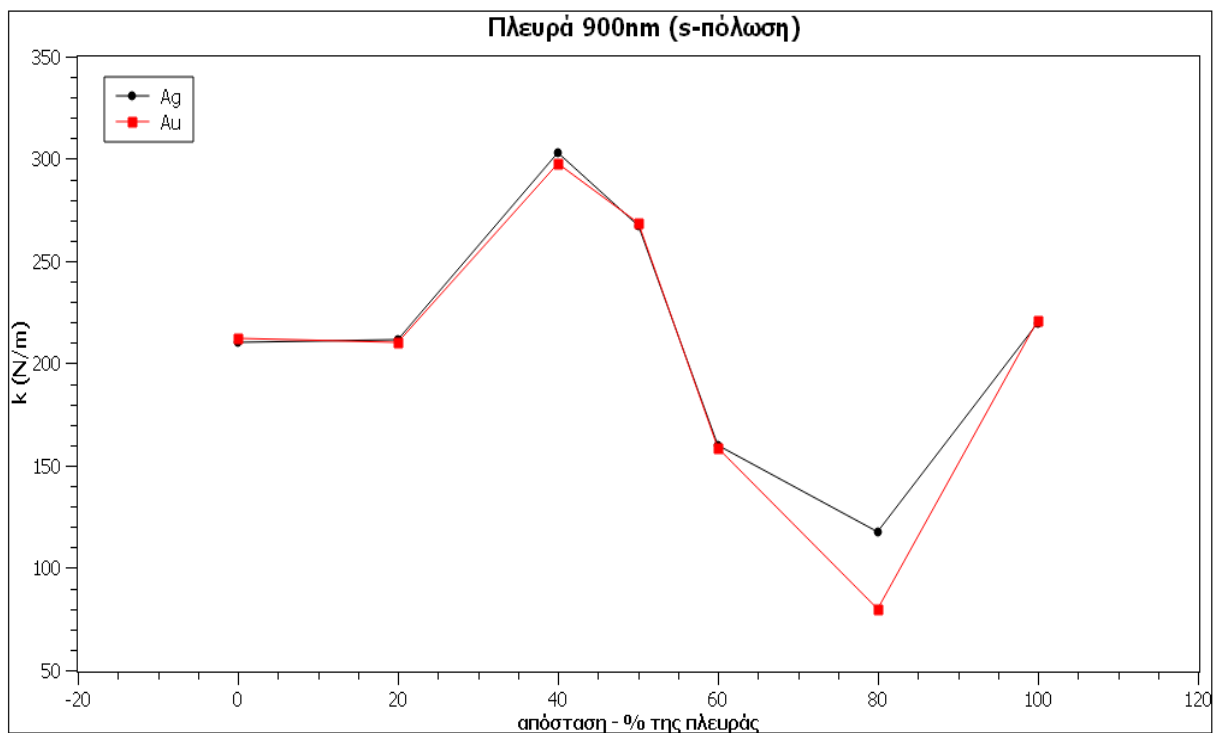
Σχήμα 3.94 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



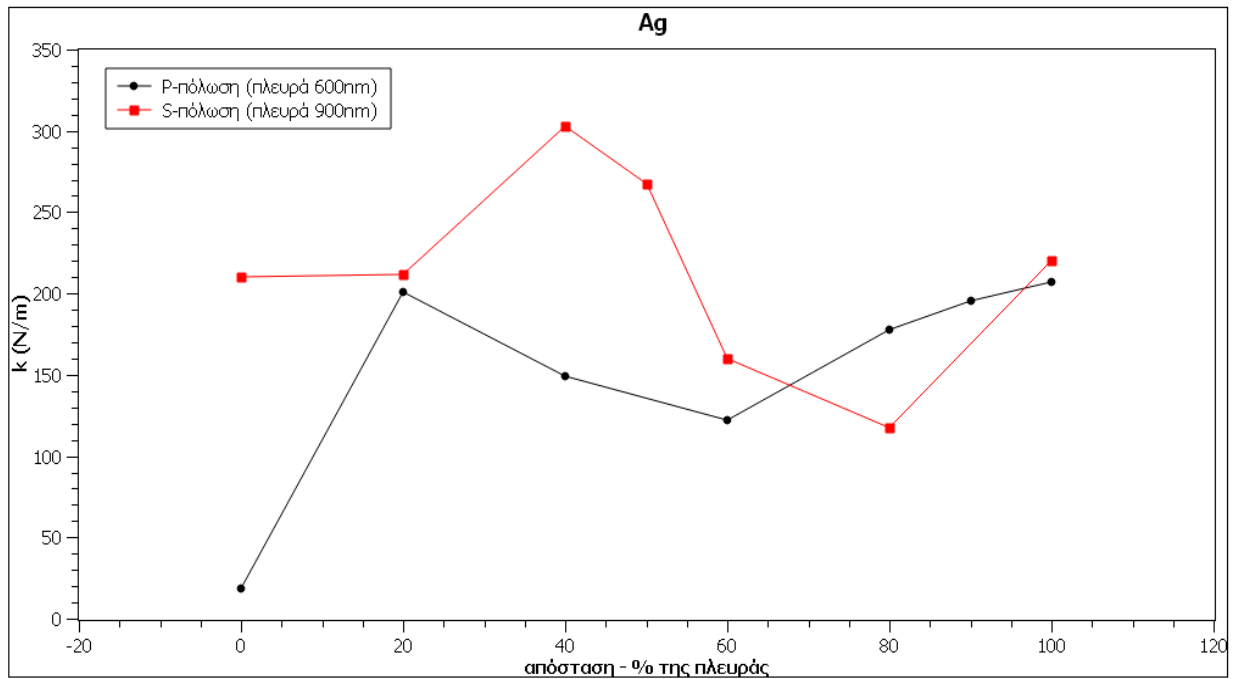
Σχήμα 3.95 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την μέγιστη τιμή του  $k$  της εκάστης πλευράς των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm



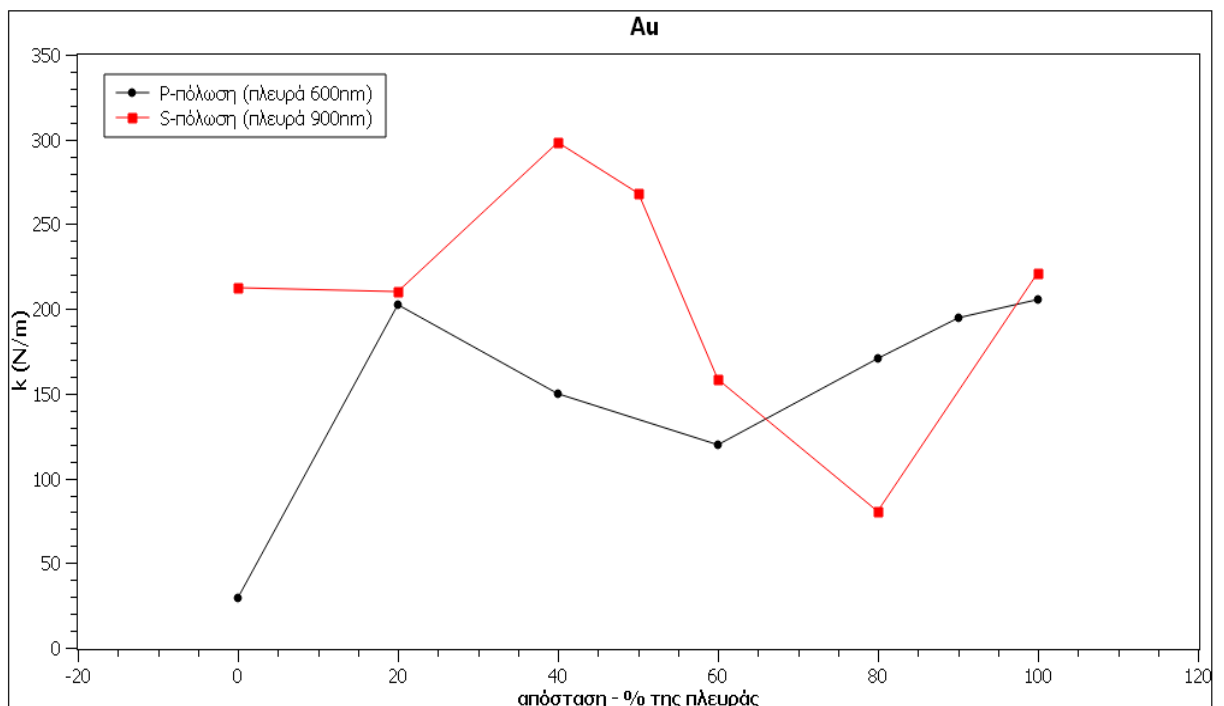
Σχήμα 3.96 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.



Σχήμα 3.97 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

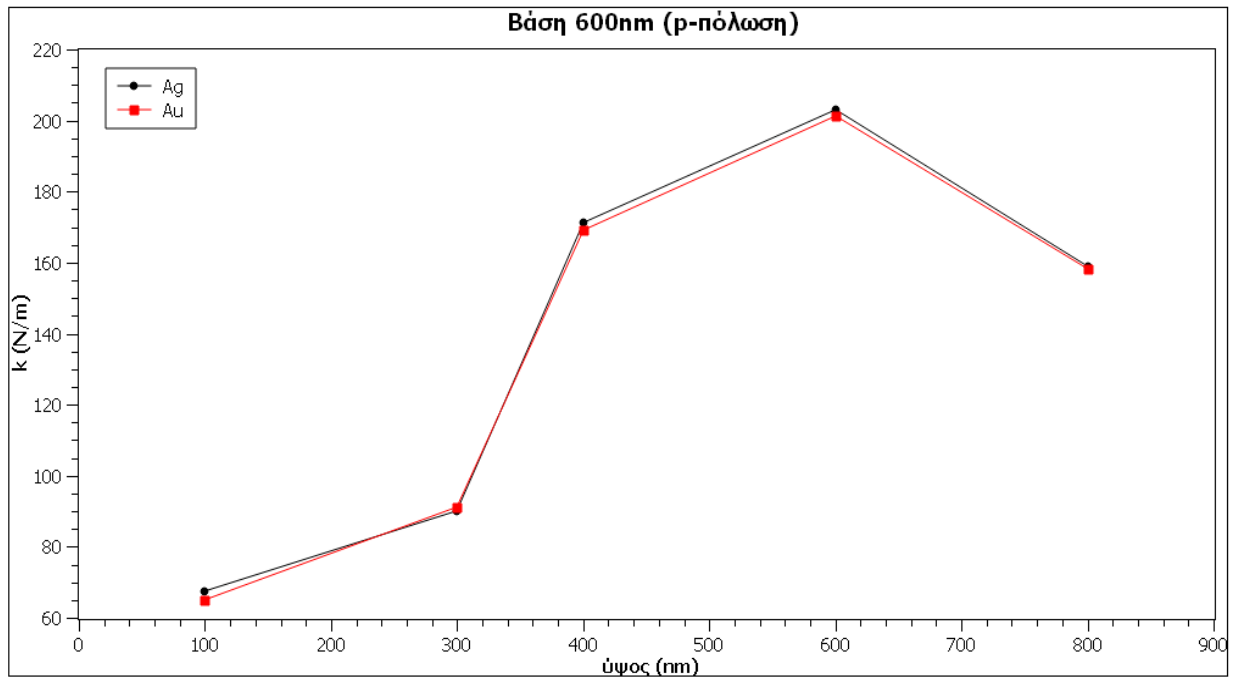


Σχήμα 3.98 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

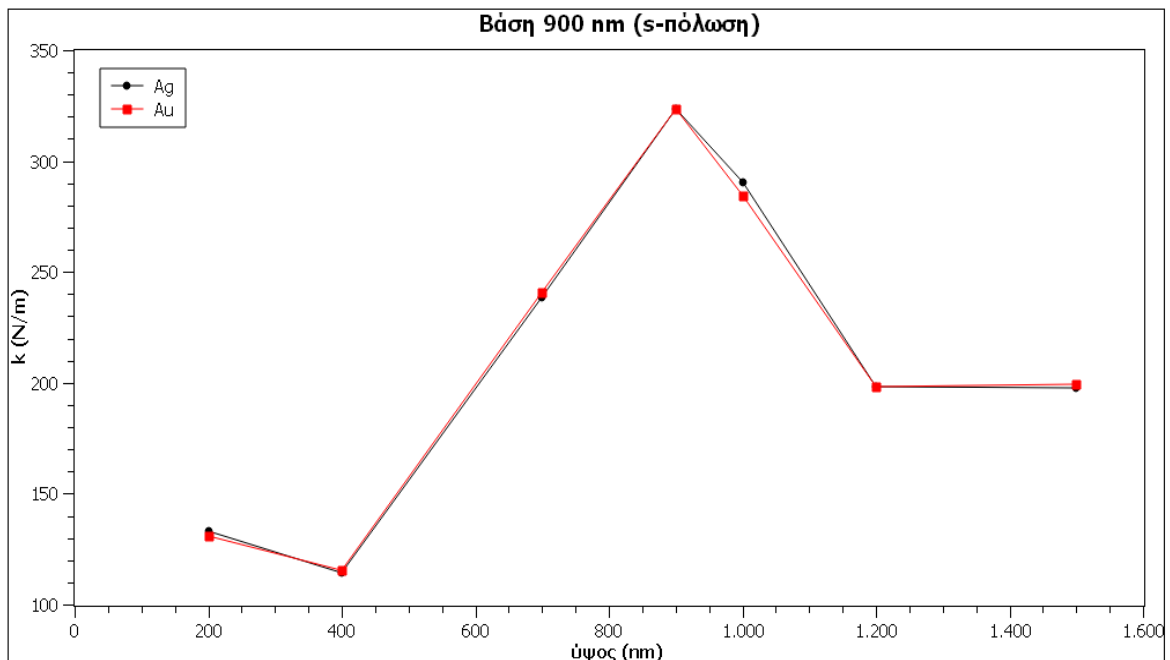


Σχήμα 3.99 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή.

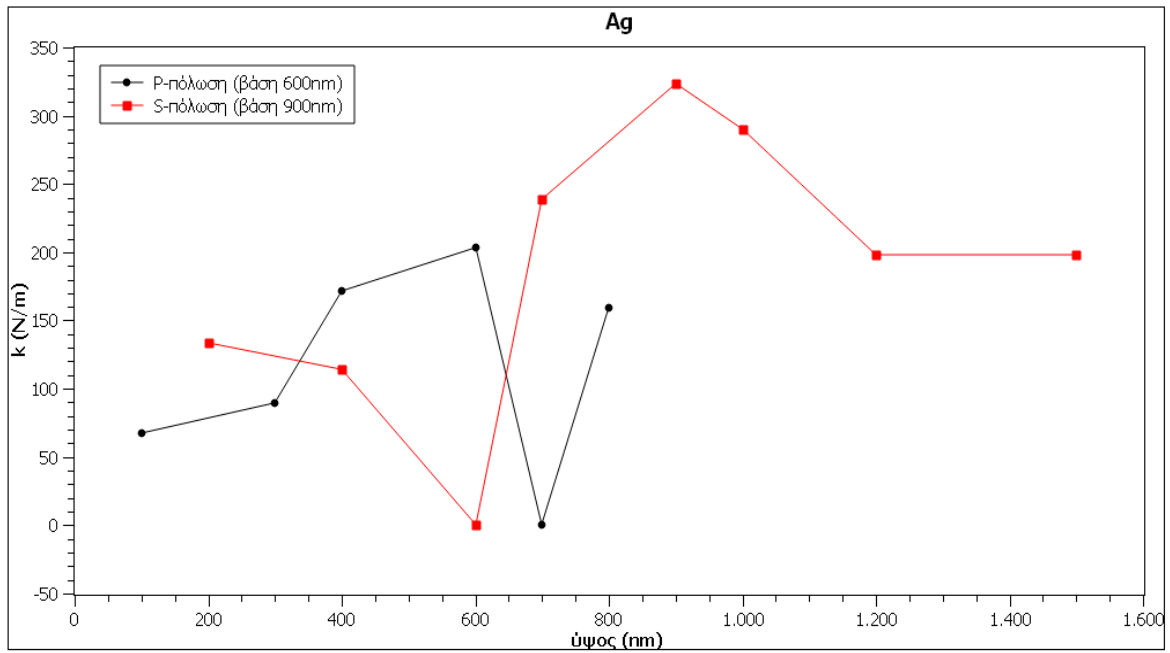




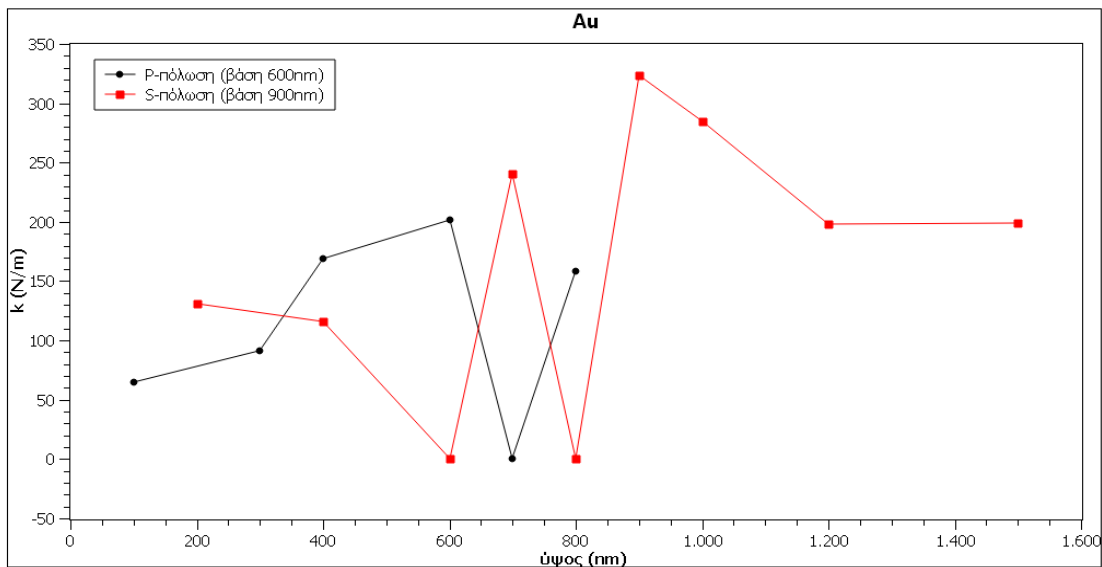
Σχήμα 3.100 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 100% της βάσης.



Σχήμα 3.101 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η πλευρά των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 40% της βάσης.



Σχήμα 3.102 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 100% και 40% της βάσης για την  $p$ -πόλωση και την  $s$ -πόλωση αντίστοιχα.



Σχήμα 3.103 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με το ύψος δεδομένης βάσης των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης στην εστία 1020nm. Ως βάση των νανοσυρμάτων ισοσκελούς τριγωνικής διατομής ορίστηκε η βάση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής στην οποία ο  $k$  παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Η απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων είναι 100% και 40% της βάσης για την  $p$ -πόλωση και την  $s$ -πόλωση αντίστοιχα.

### Συμπεράσματα

Ο συντελεστής  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής, όταν η δέσμη έχει ακτίνα 1020nm, είναι μεγαλύτερος στην περίπτωση της s-πόλωσης. Ειδικότερα η μέγιστη τιμή του  $k$  των νανοδομών ισόπλευρης τριγωνικής διατομής είναι 303.2N/m για τον Ag και 297.9N/m για τον Au στην περίπτωση της s-πόλωσης. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται όταν οι ισόπλευρες τριγωνικές νανοδομές έχουν πλευρά 900nm και απέχουν μεταξύ τους 40% της πλευράς, δηλαδή 360nm. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη, η μέγιστη τιμή του  $k$  είναι 207.1N/m και 205.7N/m για τον Ag και για τον Au αντίστοιχα. Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται με νανοδομές πλευράς 600nm και απόστασης μεταξύ τους 100% της πλευράς, δηλαδή 600nm. Συνεπώς η ισχυρότερη παγίδα στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 900nm, οι νανοδομές είναι ισόπλευρες τριγωνικές και η δέσμη έχει ακτίνα 1020nm, είναι αυτή που οι νανοδομές έχουν πλευρά 900nm, απέχουν 360nm και η δέσμη είναι s-πολωμένη.

Στις ισοσκελείς τριγωνικές νανοδομές και εφόσον η δέσμη έχει ακτίνα 1020nm, ο μέγιστος  $k$  παρουσιάζεται όταν η δέσμη είναι s-πολωμένη. Συγκεκριμένα αν οι νανοδομές έχουν βάση 900nm, ύψος 900nm και απέχουν 360nm τότε ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 324N/m και για τα δύο υλικά των νανοδομών. Όταν η δέσμη είναι p-πολωμένη και οι νανοδομές έχουν βάση 600nm, ύψος 600nm και απέχουν 600nm, ο  $k$  είναι μέγιστος με τιμή 203.2N/m για τον Ag και 201.4N/m για τον Au.

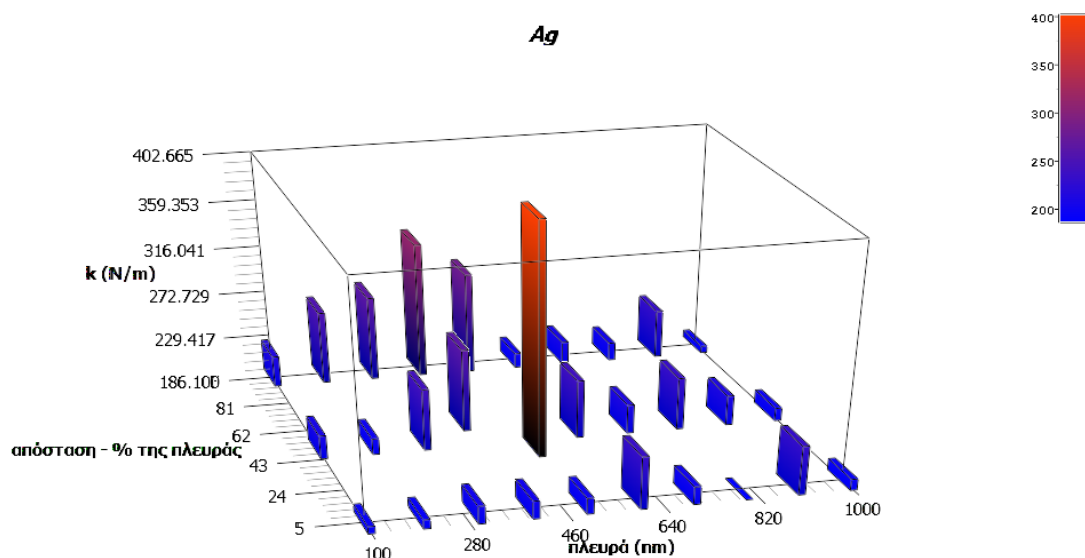
Μια άλλη παρατήρηση έχει να κάνει με το γεγονός ότι οι δυνάμεις παγίδευσης στην παγίδα με νανοσύρματα τριγωνικής διατομής είναι συγκρίσιμες με αυτές της παγίδας με νανοσυρμάτα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής για το συγκεκριμένο μέγεθος σωματιδίου προς παγίδευση. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με τα προηγούμενα μεγέθη σωματιδίου όπου οι δυνάμεις παγίδευσης ήταν μεγαλύτερες στις περιπτώσεις των νανοσυρμάτων τριγωνικής διατομής.

Τέλος, προκύπτει πως στην περίπτωση των νανοσυρμάτων τριγωνικής διατομής οι ισχυρότερες παγίδες είναι, σχεδόν πάντα, αυτές που έχουν s-πολωμένη δέσμη και όχι p-πολωμένη.

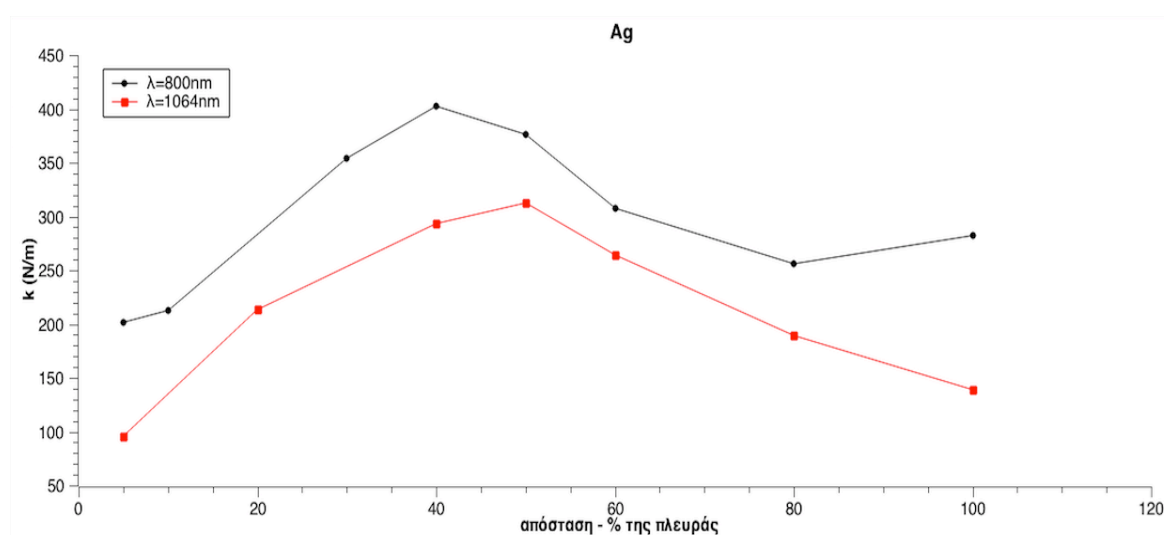
### 3.3.3. Παρουσίαση αποτελεσμάτων και συμπερασμάτων για νανοσύρματα τετραγωνικής και ισόπλευρης τριγωνικής διατομής με δέσμη laser στα 800nm

#### Αποτελέσματα

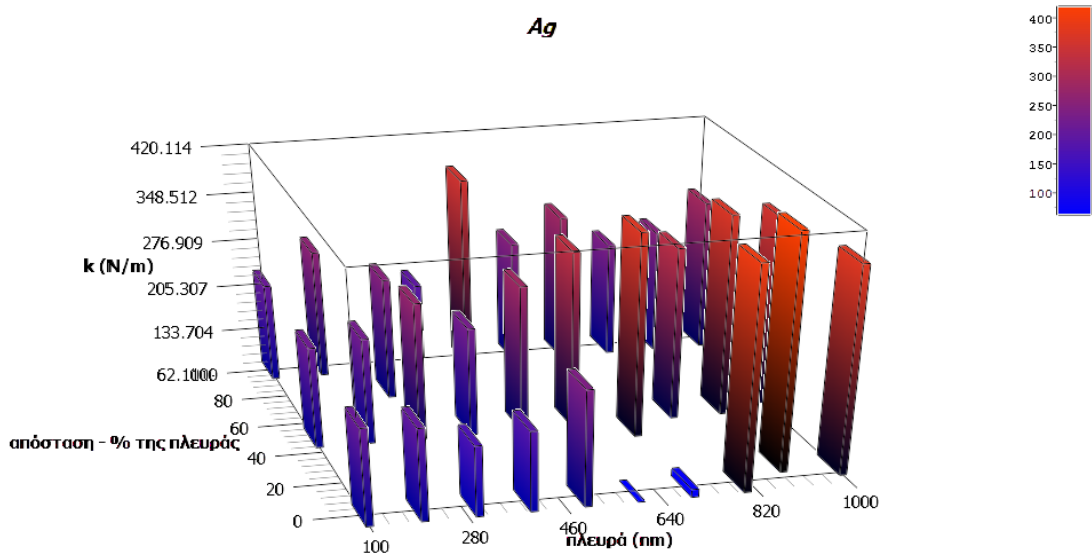
#### Ακτίνα πολυστερενίου 900nm



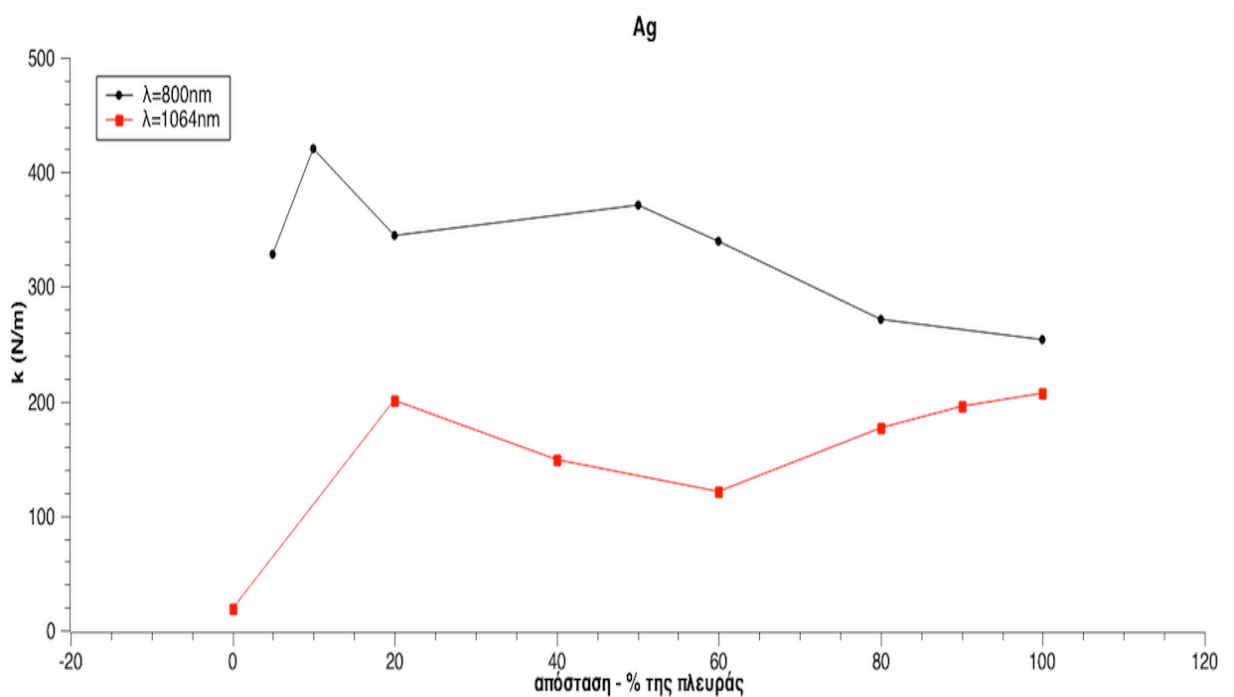
Σχήμα 3.104 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για p-πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 766nm



Σχήμα 3.105 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων τετραγωνικής διατομής για δύο ίδιες παγίδες που έχουν τον ίδιο λόγο μήκος κύματος/ακτίνα δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Στην προκειμένη περίπτωση η πλευρά είναι 500nm.



Σχήμα 3.106 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την πλευρά και την απόσταση των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για  $p$ -πόλωση και ακτίνα δέσμης στην εστία 766nm



Σχήμα 3.107 Απεικόνιση του συντελεστή  $k$  σε σχέση με την απόσταση (εκφρασμένη σε ποσοστό επί τοις εκατό της πλευράς) των νανοσυρμάτων ισόπλευρης τριγωνικής διατομής για δύο ίδιες παγίδες που έχουν τον ίδιο λόγο μήκος κύματος/ακτίνα δέσμης στην εστία. Η απεικόνιση αναφέρεται στο πως διαμορφώνεται ο  $k$  στην πλευρά που παρουσιάζει την μέγιστη τιμή. Στην προκειμένη περίπτωση η πλευρά είναι 900nm.

### Συμπεράσματα

Μια άλλη αξιοσημείωτη παρατήρηση έχει να κάνει με το μήκος κύματος της δέσμης laser. Αναλυτικότερα, εξετάσαμε την ίδια παγίδα με τις ίδιες συνθήκες με μόνη αλλαγή στο μήκος κύματος της δέσμης. Και στις δύο παγίδες είχαμε p-πόλωση, υλικό νανοδομής Ag και ακτίνα πολυστυρενίου 900nm. Το μόνο διαφορετικό στοιχείο είχε να κάνει με το μήκος κύματος που αυτό συνεπαγόταν διαφορετική ακτίνα δέσμης στην εστία. Στην περίπτωση που το μήκος κύματος ήταν 800nm, η ακτίνα της δέσμης στην εστία ήταν 766nm, ενώ όταν το μήκος κύματος ήταν 1064nm, η ακτίνα ήταν 1020nm. Ωστόσο, ο λόγος μήκος κύματος δέσμης/ακτίνα δέσμης στην εστία είναι ίδιος και για τις δύο παγίδες. Αυτός ο λόγος ουσιαστικά αναπαριστά το αριθμητικό άνοιγμα (N.A.) για μια Γκαουσιανή δέσμη. Επομένως έχουμε δύο ίδιες παγίδες με το ίδιο αριθμητικό άνοιγμα και διαφορετικό μήκος κύματος. Αυτό που προέκυψε ήταν το γεγονός ότι η παγίδα με μήκος κύματος 800nm είναι ισχυρότερη από αυτή με μήκος κύματος 1064nm και για τις τετραγωνικές και για τις ισόπλευρες τριγωνικές νανοδομές. Συγκεκριμένα η μέγιστη τιμή του  $k$  για μήκος κύματος 800nm και για τετραγωνικές νανοδομές από Ag είναι 402.7N/m, ενώ η αντίστοιχη τιμή για μήκος κύματος 1064nm είναι 312.7N/m. Παρόμοια για τις ισόπλευρες τριγωνικές η μέγιστη τιμή του  $k$  για μήκος κύματος 800nm είναι 420.1N/m, ενώ για μήκος κύματος 1064nm είναι 207.1N/m.

Τέλος, να αναφέρουμε μια γενική παρατήρηση πως στις περισσότερες περιπτώσεις είτε χρησιμοποιούσαμε Ag είτε Au σαν υλικό νανοδομής, η “ισχύς” της παγίδας ήταν σχεδόν ίδια. Τα δύο συγκεκριμένα υλικά παρουσιάζουν παρόμοια συμπεριφορά όσον αφορά τη μελέτη του φαινομένου της οπτικής παγίδευσης.

Όλες οι παραπάνω απεικονίσεις αναφέρονται στην απόλυτη τιμή του συντελεστή  $k$ .

### 3.3.4. Συνοπτική παρουσίαση αποτελεσμάτων

Παρακάτω παραθέτουμε συγκεντρωτικά τα αποτελέσματα για τις περιπτώσεις της μέγιστης τιμής του συντελεστή  $k$  κατά απόλυτη τιμή.

Στα νανοσύρματα τετραγωνικής και ορθογωνικής διατομής έχοντας μελετήσει τις παγίδες για ακτίνα δέσμης 2140nm και μήκος κύματος 1064nm, σκεφτήκαμε στην πορεία να τις μελετήσουμε και για μικρότερες ακτίνες με σκοπό να εξετάσουμε την εξάρτηση της “ισχύος” από την ακτίνα της δέσμης στην εστία. Έτσι, κάναμε ενδεικτικά κάποιες μετρήσεις για συγκεκριμένες περιπτώσεις. Εδικοίτερα εξετάσαμε τις παγίδες με νανοσύρματα τετραγωνικής διατομής για ακτίνα δέσμης 255nm, ακτίνα πολυστυρενίου 225nm και 450nm,  $p$ -πολωμένη και  $s$ -πολωμένη δέσμη και υλικό νανοδομής Ag. Σε αυτές τις περιπτώσεις διαπιστώσαμε πως η παγίδα είναι ισχυρότερη. Στη συνέχεια εξετάσαμε κατά πόσο ισχύει αυτή η διαπίστωση και στην περίπτωση που το σωματίδιο του πολυστυρενίου έχει ακτίνα 900nm. Μεταβάλλαμε τις ακτίνες της δέσμης και διαπιστώσαμε πως αυτή που οδηγεί σε ικανοποιητικά αποτελέσματα είναι η δέσμη που έχει ακτίνα στην εστία 1020nm. Έχοντας καταλήξει σε αυτά τα αποτελέσματα για τα νανοσύρματα τετραγωνικής και ορθογωνικής διατομής, “υιοθετήσαμε” αυτές τις ακτίνες της δέσμης και στις υπόλοιπες περιπτώσεις.

Πίνακας 3.1 Νανοσύρματα τετραγωνικής διατομής,  $\lambda = 1064\text{nm}$

Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστυρενίου (nm)		Πλευρά (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – $k$ (N/m)	
					Ag	Au
255	225	$p$ -πόλωση	1000	900	631	
		$s$ -πόλωση	800	600	602	
255	450	$p$ -πόλωση	600	360	1184.1	
		$s$ -πόλωση	900	450	1398.6	
1020	900	$p$ -πόλωση	600	300	312.7	305.3
		$s$ -πόλωση	500	450	234.7	233.5

Πίνακας 3.2 Νανοσύρματα τετραγωνικής διατομής,  $\lambda = 1064\text{nm}$

Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστυρενίου (nm)		Πλευρά (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – k (N/m)	
					Ag	Au
2140	225	ρ-πόλωση	1000	750	28	28
		σ-πόλωση	800	800	43	43
2140	450	ρ-πόλωση	600	300	64.9	62.1
		σ-πόλωση	900	810	44.7	47.9

Πίνακας 3.3 Νανοσύρματα ορθογωνικής διατομής,  $\lambda = 1064\text{nm}$

Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστυρενίου (nm)		Βάση (nm) x Ύψος (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – k (N/m)	
					Ag	Au
2140	225	ρ-πόλωση	1000 x 1100	750	31.5	32.1
		σ-πόλωση	800 x 900	800	41.3	42
2140	450	ρ-πόλωση	600 x 300	300	66.8	64.8
		σ-πόλωση	900 x 800	810	48	48
1020	900	ρ-πόλωση	600 x 300	300	311.2	308.7
		σ-πόλωση	500 x 600	450	224.8	240



Πίνακας 3.4 Νανοςύρματα ισόπλευρης τριγωνικής διατομής,  $\lambda = 1064\text{nm}$

Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστυρενίου (nm)		Πλευρά (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – k (N/m)	
					Ag	Au
255	225	ρ-πόλωση	900	90	795.9	774
		σ-πόλωση	800	40	1331	1331
255	450	ρ-πόλωση	500	250	1251.8	1253.7
		σ-πόλωση	800	40	2135.2	2109.9
1020	900	ρ-πόλωση	600	600	207.1	205.7
		σ-πόλωση	900	360	303.2	297.9

Πίνακας 3.5 Νανοςύρματα ισοσκελούς τριγωνικής διατομής,  $\lambda = 1064\text{nm}$

Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστυρενίου (nm)		Βάση (nm) x Ύψος (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – k (N/m)	
					Ag	Au
255	225	ρ-πόλωση	900 x 600	90	564.8	574.1
		σ-πόλωση	800 x 600	40	1289.5	1292.3
255	450	ρ-πόλωση	500 x 500	250	1235.2	1230.1
		σ-πόλωση	800 x 600	40	1977	1977
1020	900	ρ-πόλωση	600 x 600	600	203.2	201.4
		σ-πόλωση	900 x 900	360	324	324

Πίνακας 3.6 Νανοσύρματα για  $\lambda = 800\text{nm}$

Διατομή νανοσυρμάτων	Ακτίνα δέσμης στην εστία (nm)	Ακτίνα πολυστερενίου (nm)		Πλευρά (nm)	Απόσταση μεταξύ των νανοσυρμάτων (nm)	Υλικό – k (N/m)	
						Ag	Au
Τετραγωνική	766	900	p- πόλωση	500	200	402.7	
Ισόπλευρη τριγωνική	766	900	p- πόλωση	900	90	420.1	

Επομένως η βέλτιστη απόδοση της παγίδευσης για μήκος κύματος 1064nm επιτυγχάνεται για νανοσύρματα ισόπλευρης τριγωνικής διατομής πλευράς 800 nm που απέχουν μεταξύ τους 40 nm, η δέσμη έχει ακτίνα στην εστία 255 nm και είναι s-πολωμένη, και το σωματίδιο προς παγίδευση έχει ακτίνα 450 nm.

### 3.4. Γενικά συμπεράσματα – Δυνατότητες για μελλοντική επέκταση

Τα πιο αξιοσημείωτα συμπεράσματα της μελέτης είναι τα εξής:

- Στα νανοσύρματα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής υπάρχει σχέση μεταξύ του σωματιδίου προς παγίδευση και της ακτίνας της δέσμης στην εστία. Όταν το μέγεθος του σωματιδίου είναι περίπου ίσο με την ακτίνα της δέσμης τότε η παγίδα είναι πολύ ισχυρή.
- Επίσης στα νανοσύρματα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής οι δυνάμεις παγίδευσης είναι ισχυρότερες για s-πολωμένη δέσμη όσον αφορά τα μικρότερα σωματίδια και για p-πολωμένη δέσμη όσον αφορά τα μεγαλύτερα.
- Στα νανοσύρματα τριγωνικής διατομής οι δυνάμεις παγίδευσης είναι ισχυρότερες στην περίπτωση της s-πόλωσης και όχι της p-πόλωσης.
- Στα μικρά και τα μεσαία σωματίδια προς παγίδευση οι δυνάμεις παγίδευσης είναι πιο ισχυρές στην περίπτωση των νανοσυρμάτων τριγωνικής διατομής σε σύγκριση με τα νανοσύρματα τετραγωνικής – ορθογωνικής διατομής.
- Οι δυνάμεις παγίδευσης δεν είναι “ευαίσθητες” στη μεταβολή του ύψους των νανοσυρμάτων τετραγωνικής και ισόπλευρης τριγωνικής διατομής. Για παράδειγμα

αν μεταβούμε από μια συγκεκριμένη τετραγωνική διατομή στην αντίστοιχη ορθογωνική με βάση την πλευρά της συγκεκριμένης τετραγωνικής διατομής και ύψος μικρότερο ή μεγαλύτερο από την την πλευρά της τετραγωνικής διατομής, τότε οι δυνάμεις παγίδευσης των δύο γεωμετριών διαφέρουν ελάχιστα. Το ίδιο ισχύει και για τις ισόπλευρες και ισοσκελείς τριγωνικές διατομές.

- Όταν μελετάμε δύο ίδιες παγίδες που έχουν και το ίδιο αριθμητικό άνοιγμα (N.A.), εκ των οποίων η πρώτη έχει μήκος κύματος 1064nm και η δεύτερη έχει 800nm, τότε ισχυρότερη παγίδα είναι αυτή που χρησιμοποιεί μήκος κύματος 800nm. Αυτό έχει να κάνει, βέβαια, και με την εξάρτηση των δεικτών διάθλασης των υλικών από το μήκος κύματος.

Με αφομή τα προαναφερθέντα συμπεράσματα παρέχεται η δυνατότητα για περαιτέρω έρευνα στο συγκεκριμένο πεδίο. Αρχικά, χρειάζεται να μελετηθούν περισσότερα μέταλλα στη νανοδομή, εκτός του αργύρου και του χρυσού. Επίσης καλό θα ήταν να μελετηθούν επιπλέον γεωμετρίες, όπως νανοδομές αποτελούμενες από τραπέζια, κύκλους, ελλειψοειδή κ.α. Μια άλλη παράμετρος που χρήζει διερεύνησης είναι το μήκος κύματος του laser. Θα είχε ενδιαφέρον να μελετηθούν και άλλα μήκη κύματος πέραν των 800nm και 1064nm. Ειδικότερα οι παγίδες με μήκος κύματος 800nm χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης. Ένα άλλο στοιχείο που θα μπορούσε να διερευνηθεί είναι το υλικό του σωματιδίου προς παγίδευση. Για παράδειγμα θα μπορούσαν να διερευνηθούν πιο πολύπλοκες δομές, όπως βιομόρια, κύτταρα κ.α. Επιπλέον, θα παρουσίαζε ενδιαφέρον αν μεταβάλλαμε την ακτίνα της δέσμης και την ακτίνα του σωματιδίου προς παγίδευση με σκοπό να εντοπίσουμε εκείνο τον συνδυασμό ακτίνων που “οδηγεί” στην βέλτιστη παγίδευση. Εκτός από τα είδη και τα υλικά των επιμέρους τμημάτων της παγίδας θα μπορούσαμε να αναπτύξουμε τρισδιάστατα μοντέλα, πράγμα το οποίο θα μας δώσει τη δυνατότητα να μελετήσουμε μεγαλύτερη ποικιλία νανοδομών, πέρα από τα νανოსύρματα. Επιπρόσθετα, μια άλλη παράμετρος που θα μπορούσε να μελετηθεί είναι τα διάφορα θερμικά φαινόμενα που υπεισέρχονται στο φαινόμενο της οπτικής παγίδευσης. Τέλος, θα ήταν πολύ χρήσιμη η προσέγγιση της πειραματικής υλοποίησης των διατάξεων οπτικής παγίδευσης με βάση τις βέλτιστες συνθήκες που υπολογιστήκαν θεωρητικά.

## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] J. C. Maxwell, “On physical lines of force. Part 1-4”, *Phil. Mag.* XXI-XXIII, 1861-1862, pp. 161-175/281-291/12-24/85-95, *Scientific Papers Vol. I* pp. 451-513 63 pages
- [2] A. Ashkin, “Acceleration and trapping of particles by radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 156-159, 1970
- [3] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, “Radiation pressure on a free liquid surface”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, pp. 139-142, 1973
- [4] A. Ashkin, “History of optical trapping and manipulation of small-neutral particle, atoms and molecules”, *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 6, no. 6, pp. 841-856, 2000
- [5] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm and S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles”, *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 5, pp. 288-290, 1986
- [6] A. Ashkin, J. M. Dziedzic and T. Yamane, “Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams”, *Nature*, vol. 330, pp. 769-771, 1987
- [7] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, “Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria”, *Science*, vol. 235, no. 4795, pp. 1517-1520, 1987
- [8] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, “Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, no. 1, pp. 48-51, 1985
- [9] D. J. Wineland and H. Dehmelt, “ $10^{14} \Delta\nu < \nu$  laser fluorescence spectroscopy on  $Tl^+$  mono-ion oscillator”, *Bull Am. Phys. Soc.*, 20:637, 1975
- [10] T. W. Hänsch and A. L. Schawlow, “Cooling of gases by laser radiation”, *Optics Communications*, vol. 13, pp. 68-69, 1975
- [11] Press Release: The 1997 Nobel Prize in Physics, Available: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1997/press.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/press.html)
- [12] W. D. Philips and H. J. Metcalf, “Cooling and trapping atoms”, *Scientific American*, vol. 256, pp. 50-56, 1987

- [13] A. Constable, J. Kim, J. Mervis, F. Zarinetchi and M. Prentiss, “Demonstration of a fiber-optical light-force trap”, *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 1867-1869, 1993
- [14] M. K. Kreysing, T. Kiessling, A. Fritsch, C. Dietrich, J. R. Guck and J. A. Käs, “The optical cell rotator”, *Opt Express*, vol. 16, no. 21, pp. 16984–16992, 2008
- [15] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg and H. Rubinsztein-Dunlop, “Direct Observation of Transfer of Angular Momentum to Absorptive Particles from a Laser Beam with a Phase Singularity”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 5, pp. 826– 829, 1995
- [16] V. Garcés-Chávez, K. Dholakia and G. C. Spalding, “Extended-area optically induced organization of microparticles on a surface”, *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 3, pp. 031106–031106–3, 2005
- [17] I. Brevik, “Experiments in phenomenological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor”, *Phys. Rep.*, vol. 52, pp. 133-201, 1979
- [18] Δόμνα Κοτσιφάκη, “Οπτική Παγίδα και Μικροχειρισμός Δηλεκτρικών Σωματιδίων και Βιολογικών Δειγμάτων Χρησιμοποιώντας Δέσμες Laser”, Διδακτορική διατριβή, 2012
- [19] A. Ashkin, “Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime”, *Biophysics Journal*, vol. 61, February 1992
- [20] J. P. Gordon, “Radiation forces and momenta in dielectric media”, *Phys. Rev.*, vol. A8, pp. 14-21, 1973
- [21] David J. Griffiths, “Εισαγωγή στην ηλεκτροδυναμική”, Πανεπιστημιακές εκδόσεις Κρήτης, 2012
- [22] Dianwen Zhang, X.-C. Yuan, S. C. Tjin and S. Krishnan, “Rigorous time-domain simulation of momentum transfer between light and microscopic particles in optical trapping”, *Optics Express*, vol. 12, no. 10, May 2004
- [23] Robert C. Gauthier, “Computation of the optical trapping force using an FDTD based technique”, *Optics Express*, vol. 13, no. 10, May 2005
- [24] J. P. Gordon and A. Ashkin, “Motion of atoms in a radiation trap”, *Phys. Rev.*, vol. A 21, pp. 1606-1617, 1980
- [25] Timo A. Nieminen, Gregor Knoner, Norman R. Heckenberg, Halina Rubindztein-Dunlop, “Physics of Optical Tweezers”, *Methods in Cell Biology*, vol. 82, 2007

- [26] Aleksandra Radenovic, "OPTICAL TRAPPING – Handout", ADVANCED BIOENGINEERING METHODS LABORATORY OPTICAL TRAPPING, Ecole Polytechnique Federale de Louasanne
- [27] Justin E. Molloy, Miles J. Padgett, "Lights, action: optical tweezers", *Contemporary Physics*, vol. 43, no.4, pp. 241-258, 2002
- [28] "Optical tweezers (and a few selected applications)", Seminar talk "Recent progress in Nano- optics and Photonics", University of Wien
- [29] K. Svoboda, S. M. Block, "BIOLOGICAL APPLICATIONS OF OPTICAL FORCES", *Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct.*, vol. 23, pp. 247-285, 1994
- [30] G. Gouesbet, B. Maheu and G. Grehan, "Light scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. A 5, pp. 1427-1443, 1988
- [31] A. Rohrbach and E. H. Stelzer, "Optical trapping of dielectric particles", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. A 18, pp. 839-853, 2001
- [32] A. Rohrbach and E. H. Stelzer, "Trapping forces force constants and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations", *Appl. Opt.*, vol. 41, pp. 2494-2507, 2002
- [33] C. Rockstuhl and H. P. Herzig, "Rigorous diffraction theory applied to the analysis of the optical force on elliptical nano- and micro-cylinders", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 6, pp. 921–931, 2004
- [34] M. Kerker, "The scattering of light and other electromagnetic radiation", NY: Academic, New York, pp. 32-37, 1969
- [35] Novotny, L., Bian, R. X. and Xie, X. S., "Theory of nanometric optical tweezers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 4, pp. 645-648, 1997
- [36] D.J. Stevenson, F. Gunn-Moore, and K. Dholakia, "Light forces the pace: Optical manipulation for biophotonics", *J. Biomed. Opt.*, 15, (July/August 2010)
- [37] Smith S., Cui Y., Bustamante C., "Overstretching B-DNA: the elastic response of individual double-stranded and single-stranded DNA molecules", *Science*, February 1996
- [38] K. Raghunathan et al., "Mechanics of DNA: Sequence Dependent Elasticity", *Proc.*

SPIE, 8097, 2011

- [39] Ang Li, Ammar H. Mansoor, Kevin S.W. Tan C.T. Lim, "Observations on the internal and surface morphology of malaria infected blood cells using optical and atomic force microscopy", *Journal of Microbiological Methods* vol. 66, 2006
- [40] Sebastien Rancourt-Grenier, Ming-Tzo Wei, Jar-Jin Bai, Arthur Chiou, Paul P. Bareil, Pierre-Luc Duval, and Yunlong Sheng, "Dynamic deformation of red blood cell in Dual-trap Optical Tweezers", *Optics Express*, vol. 18, No. 10, May 2010
- [41] A. Ghosh, Supurna Sinha, J. A. Dharmadhikari, S. Roy, A. K. Dharmadhikari, J. Samuel, S. Sharma and D. Mathur, "Euler buckling-induced folding and rotation of red blood cells in an optical trap", *Physical Biology*, vol. 3, No. 1, March 2006
- [42] Kishan Dholakia, Woei Ming Lee, Lynn Paterson, Michael P. MacDonald, Richard McDonald, Igor Andreev, Patience Mthunzi, C. Tom A. Brown, Robert F. Marchington, Andrew C. Riches, "Optical Separation of Cells on Potential Energy Landscapes: Enhancement With Dielectric Tagging", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, No. 6, November/December 2007
- [43] R. F. Marchington, M. Mazilu, S. Kuriakose, V. Garcés-Chávez, P. J. Reece, T. F. Krauss, M. Gu, and K. Dholakia, "Optical deflection and sorting of microparticles in a near-field optical geometry", *Optics Express*, vol. 16, no. 6, March 2008
- [44] [https://en.wikipedia.org/wiki/Optical\\_sorting](https://en.wikipedia.org/wiki/Optical_sorting)
- [45] Yan Li, Zhongyi Guo, Shiliang Qu, "Living cell manipulation in a microfluidic device by femto-second optical tweezers", *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 55, November 2013 Page: 150-154
- [46] David McGloin and Jonathan P. Reid, "40 years of Optical Manipulation", *OPN Optics & Photonics News*, March 2010
- [47] G. Shen, M. L. Rivers, Y. Wang and S. R. Sutton, "Laser heated diamond cell system at the Advanced Photon Source for in situ x-ray measurements at high pressure and temperature", *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, no. 2, pp. 1273-1282, February 2001
- [48] S. M. Block, "Optical tweezers: a new tool for biophysics", In J.K. Foskett and S. Grinstein (ed.) *Noninvasive Techniques in Cell Biology (Mod. Rev. Cell. Biol. 9)*, Wiley-Liss, New York, 1990

- [49] G. J. Wuite, R. J. Davenport, A. Rappaport and C. Bustamante, “An integrated laser trap/flow control video microscope for the study of single biomolecules”, *Biophys. J.*, vol. 79, no. 2, pp.1155–1167, 2000
- [50] A. A. Serafetinides, M. Makropoulou, G. N. Tsigaridas, A. Gousetis, “Plasmon assisted optical trapping: fundamentals and biomedical applications”, 18<sup>th</sup> International School of Quantum Electronics: Laser Physics and Applications, vol. 9447, 2014
- [51] S. P. Smith, S. R. Bhalotra, A. L. Brody, Benjamin L. Brown, Edward K. Boyda and M. Prentiss , “Inexpensive Optical Tweezers for Undergraduate Laboratories”, *American Journal of Physics*, vol. 67, pp. 26-35, 1999
- [52] S. Kuo and M. Sheetz, “Force of single kinesin molecules measured with optical tweezers”, *Science*, vol. 260, no. 5105, pp. 232-234, 1993
- [53] K. Svoboda and S. M. Block, “Force and velocity measured for single kinesin molecules”, *Cell*, vol. 77, no. 5, pp. 773-784, 1994
- [54] H. Yin, M. D. Wang, K. Svoboda, R. Landick, S. M. Block and J. Gelles, “Transcription against an applied force”, *Science*, vol. 270, no. 5242, pp. 1653-1657, 1997
- [55] H. Luo and C. Pozrikidis, “Effect of surface slip on Stokes flow past a spherical particle in infinite fluid and near a plane wall”, *J. Eng. Math.*, vol. 62, pp. 1-21, 2008
- [56] K. O. Greulich, “*Micromanipulation by light in Biology and Medicine*”, Birkhauser Verlag, Basel, Boston, Berlin, 1999
- [57] Mark C. Williams, “Optical Tweezers: Measuring Piconewton Forces”, October 2014
- [58] G. Fuhr, T. Schnelle, T. Müller, H. Hitzler, S. Monajembashi and K.-O. Greulich, “Force measurements of optical tweezers in electro-optical cages”, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, vol. 67, no. 4, pp. 385–390, 1998
- [59] <http://www.comsol.com>
- [60] Martin Siler, Oto Brzobohaty, V tezlav Karasek, Lukas Chvatal and Pavel Zemanek, “Optical Forces and Torques Acting on Non-Spherical Metallic Particles”, Institute of Scientific Instruments of the ASCR, v.v.i., Kralovopolska 147, 612 64 Brno, Czech Republic, [http://www.comsol.com/paper/download/182313/siler\\_poster.pdf](http://www.comsol.com/paper/download/182313/siler_poster.pdf)



- [61] <https://www.comsol.jp/community/forums/maxwell-stress-tensor/thread/35998/>
- [62] <https://www.comsol.ru/community/forums/general/thread/39198/>
- [63] <http://www.comsol.com/community/forums/general/thread/35998/>
- [64] <http://refractiveindex.info>