

Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής

*Μελέτη υψίσουχων ελαστικών κυμάτων σε διαστρωματωμένα
υλικά μετάλλου/πυριτίου με τη χρήση υπερβραχέων παλμών
laser*

Τζιανάκη Ειρήνη

2016

Συμβουλευτική επιτροπή (τριμελής)

Κοσμίδης Κωνσταντίνος

Καθηγητής, Παν/μιο Ιωαννίνων

Παπαδογιάννης Α. Νεκτάριος

Καθηγητής, ΤΕΙ Κρήτης

Κοέν Σαμουήλ

Αν. Καθηγητής, Παν/μιο Ιωαννίνων

Εξεταστική επιτροπή (επταμελής)

Κοσμίδης Κωνσταντίνος

Καθηγητής, Παν/μιο Ιωαννίνων

Παπαδογιάννης Α. Νεκτάριος

Καθηγητής, ΤΕΙ Κρήτης

Κοέν Σαμουήλ

Αν. Καθηγητής, Παν/μιο Ιωαννίνων

Ταταράκης Μιχαήλ

Καθηγητής, ΤΕΙ Κρήτης

Μπακαρέζος Ευθύμιος

Αν. Καθηγητής, ΤΕΙ Κρήτης

Μπενής Εμμανουήλ

Επικ. Καθηγητής, Παν/μιο Ιωαννίνων

Καζιάννης Σπυρίδων

Λέκτορας, Παν/μιο Ιωαννίνων

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω αρχικά, τον κ. Κοσμίδη Κων/νο για τη δυνατότητα που μου προσέφερε να εκπονήσω τη διδακτορική διατριβή μου στο Τμήμα Φυσικής του Παν/μιου Ιωαννίνων. Στη συνέχεια θα ήθελα να ευχαριστήσω και παράλληλα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στον κ. Παπαδογιάννη Νεκτάριο για τις υποδείξεις και τη στήριξη του όλα αυτά τα χρόνια συνεργασίας.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους κ. Κοέν Σαμουήλ, Ταταράκη Μιχαήλ, Μπενή Μανόλη και Καζιάννη Σπύρο για τη διάθεση του χρόνου τους να συστήσουν την επταμελή επιτροπή καθώς και για την πρόθυμη προσφορά βοήθειας, σε στιγμές που απευθύνθηκα σε αυτούς.

Οπωσδήποτε, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους κ. Μπακαρέζο Ευθύμιο, για την πολύτιμη συνεισφορά του στην επίλυση των προκλήσεων με τις οποίες ήρθα αντιμέτωπη, κ. Λουκάκο Παναγιώτη για την άμεση και σημαντική βοήθεια του τόσο στο εργαστηριακό όσο και στο θεωρητικό μέρος της διατριβής μου και κ. Τσιμπίδη Γιώργο για τη βοήθεια του στο θεωρητικό μέρος της διατριβής. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους κ. Κωνσταντινίδη Γιώργο και Πατσαλά Πάνο για την κατασκευή και την παροχή των δειγμάτων.

Παράλληλα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους Ορφανό Γιάννη, Λιόντο Γιάννη, Πετράκη Στέλιο και Κασελούρη Βαγγέλη για τη συνεργασία τους μέσα στο εργαστήριο και τις συζητήσεις περί τεχνικών και άλλων θεμάτων.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω το εργαστήριο Ακουστικής και Οπτικής τεχνολογίας, του ΤΕΙ Κρήτης, στο κέντρο Φυσικής, Πλάσματος και Laser που προσέφερε τον εξοπλισμό του και τα αναλώσιμα για την εκπόνηση της διατριβής αυτής. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω το ΤΕΙ Κρήτης και συγκεκριμένα τα τμήματα Ηλεκτρονικών Μηχανικών (Χανιά) και Μηχανικών Μουσικής Τεχνολογίας και Ακουστικής (Ρέθυμνο) που μου παρείχαν, παράλληλα με την εκπόνηση της διατριβής μου, την ευκαιρία συνεργασίας ως Εργαστηριακός συνεργάτης με αποτέλεσμα να αποκομίσω σημαντική και πολύτιμη διδακτική εμπειρία.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τις φίλες μου Ελένη Μ. και Νίκη για την απίστευτη υπομονή τους καθώς με άκουγαν να γκρινιάζω τις δύσκολες στιγμές. Οι

στιγμές απογοήτευσης και προκλήσεων πάντα υπάρχουν σε μία τέτοια διαδικασία και η ύπαρξη φίλων είναι αξία ανεκτίμητη. Με αφορμή τη φιλία, θα ήθελα να ευχαριστήσω και άλλους ανθρώπους που γνώρισα και οι οποίοι με ενθάρρυναν ή με συμβούλεψαν. Αυτοί είναι οι Κώστας, Κλειώ, Amrutha, Σοφία, Μαρία, Αγγελική και Αντώνης.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου και την πολυαγαπημένη μου γιαγιά, οι οποίοι συνέβαλαν τόσο οικονομικά όσο και ηθικά σε αυτό "το ταξίδι".

« Πάσα επιστήμη χωριζομένη της αρετής, πανουργία ού σοφία φαίνεται »

Κάθε επιστήμη, αν δεν συνοδεύεται από την Αρετή, είναι όμοια της πανουργίας και όχι της σοφίας.

Πλάτων

Λίστα συμβόλων

α	συντελεστής απορρόφησης, συντελεστής θερμικής διαστολής
β	οπτικό βάθος διείσδυσης
γ	σταθερά ηλεκτρονιακής θερμοχωρητικότητας
Γ_j, Γ_0	σταθερά απόσβεσης (damping)
δ	μετατόπιση φάσης ηλεκτρομαγνητικού κύματος
δ_{ij}	τανυστής Kronecker
δ_i, δ_{NT}	αρχική κατανομή μη θερμικών ηλεκτρονίων, κατανομή μη θερμικών ηλεκτρονίων
$\varepsilon(\omega), \varepsilon_1(\omega), \varepsilon_2(\omega)$	διηλεκτρική συνάρτηση, πραγματικό μέρος διηλεκτρικής συνάρτησης, φανταστικό μέρος διηλεκτρικής συνάρτησης
$\Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon_1, \Delta\varepsilon_2$	αλλαγή της διηλεκτρικής συνάρτησης, αλλαγή στο πραγματικό μέρος της διηλεκτρικής συνάρτησης, αλλαγή στο φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής συνάρτησης
ε_0	διηλεκτρική σταθερά του κενού
ε_{ij}	παραμόρφωση (strain)
$\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$	παραμόρφωση κατά τη x -διεύθυνση, παραμόρφωση κατά τη y -διεύθυνση, παραμόρφωση κατά τη z -διεύθυνση
η_i, η_s, η_p	οπτική αγωγιμότητα (admittance), οπτική αγωγιμότητα για κάθετα πολωμένο H/M κύμα, οπτική αγωγιμότητα για παράλληλα πολωμένο H/M κύμα
θ	γωνία
κ	φανταστικό μέρος δείκτη διάθλασης
$\Delta\kappa$	αλλαγή στο φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης
$\lambda (\lambda_0)$	μήκος κύματος (κεντρικό μήκος κύματος), σταθερά Lamé
Λ	βαλλιστικό βάθος διείσδυσης
μ	χημικό δυναμικό, σταθερά Lamé
μ_0	μαγνητική διαπερατότητα του κενού
ξ, χ	παράμετροι
$\Pi(k, k')$	θερμικός παράγοντας

σ_{ij}	τάση (stress)
$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$	κάθετη στην επιφάνεια τάση κατά τη x -διεύθυνση, κάθετη στην επιφάνεια τάση κατά τη y -διεύθυνση, κάθετη στην επιφάνεια τάση κατά τη z -διεύθυνση
σ_e, σ_{ph}	τάση λόγω ηλεκτρονίων, τάση λόγω φωνονίων
τ	χρονική καθυστέρηση
τ_r	χρόνος αποκατάστασης (relaxation time)
τ_p	χρονοδιάρκεια παλμού laser
τ_e	συνολικός χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίων
τ_{rt}	χαρακτηριστικός χρόνος διάδοσης ακουστικού κύματος μέσα στο πάχος του υλικού
τ_{osc}	χρονική περίοδος ταλάντωσης
τ_G, τ_{GJ}	χρονικές παράμετροι
τ_{e-e}, τ_{e-ph}	χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου, χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίου-φωνονίου
φ	φάση συνάρτησης ευαισθησίας
$\varphi(r)$	εμπειρικό δυναμικό Lennard-Jones
$\omega, \omega_Q, \omega_p$	συχνότητα, συχνότητα φωνονίου, συχνότητα πλάσματος
ω_{inst}	στιγμιαία συχνότητα
A	απορρόφηση
B	μέτρο κυβικής ελαστικότητας
A, B	σταθερές
A_e, B_L	παράμετροι
B, C	κανονικοποιημένη συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου, κανονικοποιημένη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου
C	παράμετρος χ_{ir}
c	ειδική θερμοχωρητικότητα, ταχύτητα του φωτός
C_e, C_l	θερμοχωρητικότητα ηλεκτρονίων, θερμοχωρητικότητα πλέγματος
C_{ijkl}	ελαστικός τανυστής
C_{11}	διαμήκες μέτρο ελαστικότητας
d	απόσταση φράγματος περίθλασης

d_{opt}	οπτικός δρόμος
E	ενέργεια ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, μέτρο επιμήκους ελαστικότητας, ηλεκτρικό πεδίο, πλάτος εφαπτομενικής συνιστώσας του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου πεδίου, ενέργεια ηλεκτρονίου
E_p	ενέργεια παλμού laser
E_k	ενέργεια ηλεκτρονίου με κυματόνισμα k
E_T	περίοδος οπτικής καθυστέρησης
$\frac{\partial E_k}{\partial \eta_{ij}}$	deformation potential
f	συχνότητα, Fermi-Dirac κατανομή
$f(E, T_e)$	Fermi-Dirac κατανομή
f_{M-B}	Maxwell – Boltzmann κατανομή
$f(E)$	πιθανότητα να είναι κατειλημμένη η στάθμη ενέργειας E
f_i	σθένος (παράγοντας βαρύτητας)
$f(x)$	συνάρτηση ευαισθησίας
F	προσπίπτουσα πυκνότητα ενέργειας
dF	στοιχειώδη δύναμη
$g(E)$	πυκνότητα ηλεκτρονιακών καταστάσεων
G, G_{e-ph}	παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου
G_μ	μέτρο διάτμησης
G_2	συνάρτηση αυτοσυσχέτισης 2 ^{ης} τάξης
$h\nu$	ενέργεια φωτονίου
H	πλάτος εφαπτομενικής συνιστώσας του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου
H_{ee}, H_{eL}	συναρτήσεις
J, J_0	μέγιστο πυκνότητας ενέργειας του παλμού laser, πυκνότητα ενέργειας του Fourier Limited παλμού laser
k	κβαντικός αριθμός ηλεκτρονίου
k_B	σταθερά Boltzmann

k_i	κυματάνυσμα ηλεκτρομαγνητικού κύματος
K, K_e, K_l	θερμική αγωγιμότητα, θερμική αγωγιμότητα ηλεκτρονίων, θερμική αγωγιμότητα πλέγματος
L	πάχος φιλμ
$M_{kk'}$	στοιχείο πίνακα σκέδασης ηλεκτρονίου-φωνονίου
N	μιγαδικός δείκτης διάθλασης
n	πραγματικό μέρος δείκτη διάθλασης, αριθμός ταλαντωτών
Δn	αλλαγή στο πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης
$\Delta n_e(k), \Delta n_{ph}(Q)$	αλλαγή της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων, αλλαγή της συνάρτησης κατανομής των φωνονίων
p_{eff}	απόδοση άντλησης
Q	κβαντικός αριθμός φωνονίου
q	σκεδάζον κυματάνυσμα
r, r_o	απόσταση ατόμων στερεού, απόσταση ισορροπίας
\vec{r}, \vec{r}'	διάνυσμα θέσης
$d\vec{r}$	απειροελάχιστη απόσταση
r_{ac}	συντελεστής ανάκλασης ακουστικού κύματος
$R, \Delta R$	ανακλαστικότητα, αλλαγή ανακλαστικότητας
S	εμβαδό επιφάνειας δέσμης
$S(x,t)$	όρος πηγής
dS	στοιχειώδη επιφάνεια
t, t'	χρονική στιγμή, αρχική χρονική στιγμή
T, T_e, T_l	θερμοκρασία, διάδοση, θερμοκρασία ηλεκτρονίων, θερμοκρασία πλέγματος
T_{Fermi}	θερμοκρασία Fermi
T_{Br}	περίοδος ταλάντωσης Brillouin
ΔT_L	αύξηση θερμοκρασίας ισορροπίας μετάλλου
$\vec{u}(\vec{r})$	διάνυσμα μετατόπισης

$\frac{\partial U_{e-e}(t, x)}{\partial t}$	ρυθμός μεταφοράς πυκνότητας ενέργειας από μη θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ηλεκτρόνια
$\frac{\partial U_{e-ph}(t, x)}{\partial t}$	ρυθμός μεταφοράς πυκνότητας ενέργειας από μη θερμικά ηλεκτρόνια στα φωνόνια
ν	λόγος Poisson
ν_F, ν_m	ταχύτητα Fermi, μέση ταχύτητα ηλεκτρονίων
ν_L	διαμήκης ταχύτητα ακουστικού κύματος
W	απορροφούμενη ενέργεια ανά μονάδα όγκου
Z	ακουστική εμπέδηση

Λίστα Σχημάτων

- Σχήμα 2.1:** Σχηματικό διάγραμμα των κύριων φυσικών μηχανισμών μεταφοράς ενέργειας σε μέταλλα, στα αντίστοιχα χρονικά διαστήματα 14
- Σχήμα 2.2:** Η θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων (a) και ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου (b) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e , για το Ti. Η προσομείωση στα θεωρητικά αποτελέσματα των Lin et.al [31], έγινε με τη χρήση μίας πολυωνυμικής συνάρτησης 20
- Σχήμα 3.1:** Η απόσταση και η μετατόπιση δύο ατόμων A και B ενός στερεού, πριν και μετά την παραμόρφωση 29
- Σχήμα 3.2:** Οι κάθετες και εφαπτόμενες τάσεις που ασκούνται στην επιφάνεια ενός παραλληλεπίπεδου στερεού 32
- Σχήμα 3.3:** Η σχέση τάσης-παραμόρφωσης 33
- Σχήμα 3.4:** Δυναμική ενέργεια σαν συνάρτηση της απόστασης r των ατόμων του στερεού σύμφωνα με το εμπειρικό δυναμικό Lennard-Jones 38
- Σχήμα 3.5:** Η θερμική διαστολή ως το αποτέλεσμα του ασυμμετρικού σχήματος της δυναμικής ενέργειας των ατόμων του στερεού 39
- Σχήμα 3.6:** Σχηματική αναπαράσταση της αύξησης της θερμοκρασίας, μέσα στο οπτικό βάθος διείσδυσης του μεταλλικού στερεού, κατά την απορρόφηση H/M ενέργειας από ένα υπερβραχέο παλμό laser 40
- Σχήμα 3.7:** Η υπολογισμένη συνάρτηση ευαισθησίας $f(x)$, για το φιλμ Ti πάχους $L=180\text{nm}$, σαν συνάρτηση του βάθους x μέσα στο μεταλλικό φιλμ 46

Σχήμα 3.8: Ο υπολογισμένος strain παλμός σαν συνάρτηση της διεύθυνσης διάδοσης x μέσα στο μεταλλικό φιλμ Ti πάχους 180nm. Αναλυτικά α) το στατικό μέρος β) το χρονοεξαρτώμενο και γ) το ολικό strain	47
Σχήμα 3.9: Η υπολογισμένη αλλαγή της ανακλαστικότητας ΔR στην επιφάνεια ενός φιλμ Ti πάχους 180nm, σύμφωνα με το μοντέλο του Thomsen	49
Σχήμα 3.10: Σχηματικό διάγραμμα παραγωγής της ταλαντώσης Brillouin	52
Σχήμα 4.1: Σχηματικό διάγραμμα του Ti:Sapphire ταλαντωτή	55
Σχήμα 4.2: Το χρονικό (a) και φασματικό (b) προφίλ ενός παλμού laser, από την έξοδο του Ti:Sapphire ταλαντωτή	56
Σχήμα 4.3: Η βασική αρχή λειτουργίας της τεχνικής Chirped Pulse Amplification (CPA)	58
Σχήμα 4.4: Σχηματικό διάγραμμα του 10-pass συστήματος ενίσχυσης laser FEMTOPOWER COMPACT PRO της FEMTOLASERS	60
Σχήμα 4.5: Το χρονικό (a) και φασματικό (b) προφίλ ενός παλμού laser από την έξοδο του 10-pass Ti:sapphire συστήματος laser	61
Σχήμα 4.6: Το σχηματικό διάγραμμα της, χαμηλής διασποράς, διάταξη αυτοσυσχέτισης (FEMTOMETER™)	62
Σχήμα 4.7: Η πειραματική διάταξη άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας	64

Σχήμα 4.8: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης άντλησης - ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας	65
Σχήμα 4.9: Η χωρική κατανομή των δεσμών (a) ελέγχου και (b) άντλησης, όπως λήφθηκαν με μία profile κάμερα (WinCamD) τοποθετημένη στο σημείο του δείγματος	66
Σχήμα 4.10: Σχηματικό διάγραμμα των διευθύνσεων του πειραματικού συστήματος ...	67
Σχήμα 5.1: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για δύο διαφορετικά πάχη φιλμ Au, 25 (μπλε) και 100nm (κόκκινη)	76
Σχήμα 5.2: (a) Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για τρία πάχη Ti, σε δείγματα Ti/Si. Στο ένθετο καταγράφονται η 1 ^η και η 2 ^η ανάκλαση του ελαστικού κύματος μέσα στο 53nm φιλμ Ti. (b) Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για δύο πάχη Ag, σε δείγματα Ag/Si. Τα δύο σήματα είναι κάθετα μετατοπισμένα για καλύτερη σαφήνεια. Το ένθετο δείχνει τη γρήγορη (μικρότερη από 1ps) και την πιο αργή (~10ps) ηλεκτρονική μείωση του σήματος ανακλαστικότητας, για τα μεταλλικά φιλμ Ti και Ag, αντίστοιχα. Σε όλες τις περιπτώσεις, η περίοδος της ταλάντωσης (~13ps) αντιστοιχεί στην περίοδο Brillouin στο Si	78
Σχήμα 5.3: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για wafer Si (100)..	82
Σχήμα 5.4: Οι πυκνότητες καταστάσεων των μετάλλων Ag και Ti (από [31])	85
Σχήμα 5.5: Υπολογισμένη χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (συνεχής κόκκινη γραμμή) και του πλέγματος (διακοπτόμενη μπλε γραμμή) με βάση το θερμομηχανικό μοντέλο, στην επιφάνεια (a) 25nm Ti μεταλλικού φιλμ και (b) 25nm Ag μεταλλικού φιλμ, σε υπόστρωμα Si (100)	89

Σχήμα 5.6: Υπολογισμένη, με βάση το θερμο-μηχανικό μοντέλο, χωρο - χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας του πλέγματος σε (a) 25nm Ti και (b) 25nm Ag φιλμ σε υπόστρωμα Si (100)	90
Σχήμα 5.7: Υπολογισμένη - βάση του θερμο-μηχανικού μοντέλου - η παραγωγή και η διάδοση του strain παλμού, σαν συνάρτηση του βάθους, σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Η συνεχής μπλε γραμμή αντιστοιχεί στο Ti/Si ενώ η διακεκομμένη κόκκινη στο 25nm Ag/Si δείγμα. Η κάθετη πράσινη γραμμή αντιστοιχεί στη θέση της διεπιφάνειας φιλμ – Si	91
Σχήμα 5.8: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας επιφάνειας για φιλμ Ti, πάχους 180nm, σε υπόστρωμα Si (100). Σε χρόνο 57ps εμφανίζεται η πρώτη ανάκλαση του ακουστικού κύματος (βέλος) από τη διεπιφάνεια φιλμ/Si	93
Σχήμα 5.9: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας επιφάνειας για φιλμ Ti, πάχους 180nm, σε υπόστρωμα Si (100), για διαφορετικές προσπίπτουσες πυκνότητες ενέργειας	94
Σχήμα 5.10: Η ανάκλαση του ακουστικού κύματος στα 57ps (πειραματικά δεδομένα) γίνεται fitting (συνεχής γραμμή) για τον προσδιορισμό των φωτοελαστικών σταθερών.....	95
Σχήμα 5.11: Πειραματικές μετρήσεις αλλαγής ανακλαστικότητας και προσαρμογή καλύτερης ευθείας (κόκκινη γραμμή) για (a) φιλμ Ag πάχους 25nm και (b) φιλμ Ti πάχους 12nm με σκοπό την εξαγωγή του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου, από την κλίση της ευθείας	97
Σχήμα 6.1: Τα πειραματικά σήματα (κόκκινο) και τα fittings (γκρι) για παλμό με (a) θετικό και (b) αρνητικό chirp	104

Σχήμα 6.2: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας σε δείγμα Ti:Si, για παλμούς laser FL, αρνητικού και θετικού chirp σε διάφορες χρονικές στιγμές: (a) Το ένθετο δείχνει σε μεγέθυνση το ηλεκτρονιακό κομμάτι του Ti σε χρόνους γύρω από την αρχική διέγερση του παλμού laser (b) Ένα λεπτομερές μέρος (~10-50ps) της ταλάντωσης Brillouin ανιχνευόμενη μέσα στο Si, μετά την αφαίρεση της εκθετικής πτώσης (τα δεδομένα είναι κάθετα μετατοπισμένα για σαφήνεια) (διακεκομμένες γραμμές: πειραματικά αποτελέσματα και κύριες γραμμές: ημιτονοειδής προσομείωση) (c) Το ολοκληρωμένο σήμα του (a) (μαύρα τετράγωνα) και το πλάτος ταλάντωσης Brillouin (κόκκινοι κύκλοι) σαν συνάρτηση της παραμέτρου C 106

Σχήμα 6.3: Υπολογισμένη - βάση του θερμο-μηχανικού μοντέλου - κατανομή του παραγόμενου ακουστικού κύματος στο σύστημα Ti:Si σαν συνάρτηση του βάθους, σε 30ps μετά την οπτική διέγερση (ακουστικό κύμα ήδη μέσα στο Si), για FL (μαύρη συνεχής γραμμή), αρνητικού (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και θετικού (κόκκινη τελεία-διακεκομμένη γραμμή) chirp, παλμούς laser 111

Σχήμα 6.4: Υπολογισμένη χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (πάνω καμπύλη) και του πλέγματος (κάτω καμπύλη), στην επιφάνεια του 25nm Ti φιλμ, του δείγματος Ti:Si, για FL (μαύρη συνεχής γραμμή), αρνητικού (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και θετικού (κόκκινη τελεία-διακεκομμένη γραμμή) chirp, παλμούς laser 112

Λίστα Πινάκων

- Πίνακας 3.1:** Ελαστικές σταθερές και οι σχέσεις μεταξύ τους για ομοιογενή ιστροπικά ελαστικά στερεά 34
- Πίνακας 5.1:** Υπολογισμοί, με βάση τη Μέθοδο Πινάκων Μεταφοράς (Transfer Matrix Method), της ανακλαστικότητας R_{pr1} , της διάδοσης T_{pr2} και της απόδοσης άντλησης του ακουστικού σήματος, p_{eff} για τα δείγματα Ti/Si και Ag/Si 83
- Πίνακας 5.2:** Ελαστικές σταθερές, πυκνότητα και ταχύτητα του ακουστικού κύματος των μετάλλων Ti και Ag 85

Περιεχόμενα

Περίληψη	1
Abstract	2
Κεφάλαιο1: Εισαγωγή	
1.1. Θεματική της διατριβής	3
1.2. Γενική Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας	6
1.3. Σκοπός της έρευνας	10
Κεφάλαιο2: Φυσικοί μηχανισμοί μεταφοράς θερμότητας σε μεταλλικά φιλμ επαγόμενοι από υπερβραχείς παλμούς laser	
2.1. Εισαγωγή	12
2.2. Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (TTM)	15
2.3. Διευρυμένο Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (ETTM)	16
2.3.1. Η επίδραση των μη θερμικών ηλεκτρονίων	16
2.3.2. Η θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων $C_e(T_e)$	19
2.3.3. Η θερμική αγωγιμότητα των ηλεκτρονίων $K_e(T_e, T_l)$	20
2.3.4. Ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου - φωνονίου $G(T_e)$	21
2.4. Η επίδραση των αλλαγών στους συντελεστές ανάκλασης και απορρόφησης ...	24
Κεφάλαιο3: Ελαστικά κύματα σε ομοιογενή ιστροπικά υλικά	
3.1. Ελαστική θεωρία	28
3.1.1. Η παραμόρφωση (strain)	28
3.1.2. Η τάση (stress)	31
3.2. Η κυματική εξίσωση	36
3.3. Θερμική διαστολή	37
3.4. Παραγωγή ελαστικών κυμάτων σε μέταλλα	39
3.5. Σκέδαση Brillouin	50
Κεφάλαιο4: Πειραματικές Μεθοδολογίες μέτρησης ακουστικών τάσεων παραγόμενων από υπερβραχείς παλμούς laser σε διαστρωματωμένα υλικά	
4.1. Η femtosecond πηγή laser	54
4.2. Η χαμηλής διασποράς διάταξη αυτοσυσχέτισης (FEMTOMETER)	61
4.3. Η πειραματική διάταξη άντλησης-ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητα	63

4.4. Το ηλεκτρονικό σύστημα μέτρησης και οι δυνατότητες μέτρησης	67
4.5. Τα δείγματα και η κατασκευή τους	69
Κεφάλαιο5: Παραγωγή εξαιρετικά ταχέων και υψηλών ακουστικών τάσεων στο πυρίτιο με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser	
5.1. Εισαγωγή	71
5.2. Μέθοδος Πινάκων Μεταφοράς (Transfer Matrix Method)	73
5.3. Προκαταρκτικά πειράματα	75
5.4. Πειραματική μελέτη του ρόλου του πάχους του μεταλλικού οπτοακουστικού μετατροπέα	77
5.5. Υμένιο Τιτανίου σαν οπτοακουστικός μετατροπέας/ σύγκριση με Άργυρο	84
5.6. Το θερμο-μηχανικό μοντέλο	86
5.7. Θεωρητική προσέγγιση και σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα	89
5.8. Προσδιορισμός φωτο-ελαστικών σταθερών και παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου	92
5.9. Συμπεράσματα – Αξιολόγηση	97
Κεφάλαιο6: Οπτικός έλεγχος νανοακουστικών κυμάτων στο πυρίτιο μέσω της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp) του laser άντλησης	
6.1. Εισαγωγή	100
6.2. Chirp και μετρήσεις υπερβραχέων παλμών	101
6.3. Πειραματικές μετρήσεις	105
6.4. Θεωρητική προσέγγιση	107
6.5. Συζήτηση αποτελεσμάτων	111
Κεφάλαιο7: Συμπεράσματα και Μελλοντική Εργασία	
7.1. Συμπεράσματα της διατριβής – νέα αποτελέσματα	114
7.2. Μελλοντική Εργασία	117
Αναφορές	119

Περίληψη

Ο σκοπός της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι η παραγωγή και η ανίχνευση υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων σε διαστρωματωμένα υλικά μετάλλου/πυριτίου με τη χρήση femtosecond παλμών laser. Συγκεκριμένα, στην παρούσα μελέτη με femtosecond παλμούς laser κεντρικού μήκους κύματος $\lambda=795\text{nm}$, πραγματοποιείται μία λεπτομερής μελέτη των χαρακτηριστικών που δύναται να έχουν τα μεταλλικά υμένια ώστε να παραχθούν υψίσυχνα και "γίγαντιαία" ελαστικά κύματα τα οποία στη συνέχεια να διαδοθούν μέσα στο υπόστρωμα πυριτίου (Si). Για το σκοπό αυτό, αναπτύχθηκε πειραματική διάταξη άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας με την οποία μελετήθηκαν δείγματα Ti/Si και Ag/Si, με διαφορετικά πάχη μεταλλικών υμενίων, καθώς και ένα θεωρητικό θερμομηχανικό μοντέλο - βασισμένο στο Διευρυμένο Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών - για την υποστήριξη των πειραματικών αποτελεσμάτων. Τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα της διατριβής, συγκλίνουν στο γεγονός δημιουργίας ισχυρών και ταχέων ελαστικών κυμάτων, όταν χρησιμοποιείται Ti σαν οπτοακουστικός μετατροπέας.

Επίσης, πραγματοποιείται οπτικός έλεγχος των παραγόμενων ελαστικών κυμάτων διαμέσου της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp) των femtosecond παλμών laser. Τα αποτελέσματα δείχνουν ισχυρότερα ελαστικά κύματα στην περίπτωση χρήσης παλμών laser αρνητικού chirp συγκριτικά με την περίπτωση χρήσης παλμών θετικού chirp. Επιπλέον, το θεωρητικό μοντέλο διευρύνεται ώστε να συμπεριλάβει και το chirp των υπερβραχέων παλμών laser, με τα αποτελέσματα του να συγκλίνουν με τα πειραματικά.

Abstract

The objective of the current PhD thesis is the generation and detection of high frequency elastic waves in layered Metal/Silicon samples by femtosecond laser pulses. Specifically, in current study with femtosecond laser pulses of central wavelength $\lambda=795\text{nm}$ a detailed study is performed of the thin metal films characteristics in order to produce high frequency and giant elastic waves that propagate inside Si substrate. For this purpose, a pump – probe transient reflectivity experimental setup was developed that Ti/Si and Ag/Si samples were examined, with different metal film thicknesses as well as a theoretical thermomechanical model – based on Extended Two Temperature Model – was also developed for the support of the experimental findings. The experimental and theoretical results of this thesis converge well in the generation of giant and ultrafast elastic waves when Ti is used as the optoelastic transducer.

Furthermore, an optical control of the generated elastic waves was performed through the modification of the chirp of the femtosecond laser pulses. The results show the generation of higher elastic waves when negatively chirped laser pulses are used, comparing with positively chirped laser pulses. Additionally, the theoretical model is further extended in order to include the chirp of the ultrashort laser pulses and the theoretical results converge well with experimental results.

Εισαγωγή

1.1. Θεματική της διατριβής

Η αλληλεπίδραση υπερβραχέων παλμών laser με στερεά υλικά (μέταλλα, μονωτές, ημιαγωγούς) αποτελεί ελκυστικό αντικείμενο μελέτης των τελευταίων χρόνων. Η παρούσα διατριβή ερευνά την παραγωγή και την ανίχνευση υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων σε στερεά πολυστρωματικά υλικά μεταλλικού φιλμ/Si, με τη χρήση femtosecond παλμών laser. Η διατριβή έχει κυρίως δυο βασικούς σκοπούς: α) τη γένεση ισχυρών και εντοπισμένων χωρικά υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων και β) τον έλεγχο αυτών. Στα πλαίσια αυτά μελετώνται τα χαρακτηριστικά (γεωμετρικά και φυσικά) του μεταλλικού φιλμ που εναποτίθεται πάνω στο υπόστρωμα Si, ώστε να παραχθούν και να ανιχνευτούν ισχυρά και χωρικά εντοπισμένα, ελαστικά κύματα. Παράλληλα εφαρμόζεται θεωρητικό θερμο-μηχανικό μοντέλο για την υποστήριξη των πειραματικών αποτελεσμάτων. Στο δεύτερο μέρος εξετάζεται η επίδραση της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp) των παλμών laser στα επαγόμενα ελαστικά κύματα με τελικό σκοπό τον έλεγχο τους. Συγκρίνονται παλμοί με αρνητικό, μηδενικό και θετικό chirp ως προς την ικανότητα παραγωγής, διαφορετικής ισχύος, ελαστικών κυμάτων. Ταυτόχρονα το θερμο-μηχανικό μοντέλο διευρύνεται, ώστε να συμπεριλάβει και το chirp των παλμών laser.

Αναλυτικότερα, στο Κεφάλαιο 1 δίνεται μία ανασκόπηση της ήδη υπάρχουσας βιβλιογραφίας, σχετικά με την παραγωγή και ανίχνευση διαμήκων ελαστικών κυμάτων σε στερεά υλικά, με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser, τόσο σε πειραματικό όσο και σε θεωρητικό επίπεδο.

Στο 2^ο Κεφάλαιο δίνεται μία θεωρητική περιγραφή των μηχανισμών μεταφοράς θερμότητας σε μεταλλικά φιλμ, από υπερβραχείς παλμούς laser σαν συνάρτηση του χρόνου. Στη συνέχεια, περιγράφεται μαθηματικά το Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών

(TTM), το οποίο περιγράφει τους συγκεκριμένους φυσικούς μηχανισμούς, καθώς και το Διευρυμένο Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (ETTM), το οποίο αποτελεί επέκταση του TTM, ώστε να συμπεριλάβει και τη μεταφορά ενέργειας από τα μη-θερμικά ηλεκτρονία, η οποία δεν συμπεριλαμβάνεται στο TTM. Επιπλέον επέκταση του ETTM πραγματοποιείται, λαμβάνοντας υπόψη τη χρονική μεταβολή των συντελεστών ανάκλασης και απορρόφησης, κατά τη διάρκεια ακτινοβολήσης του δείγματος από ένα femtosecond παλμό laser.

Στο Κεφάλαιο 3 περιγράφεται ο τρόπος παραγωγής των ελαστικών κυμάτων σε ομοιογενή ιστροπικά υλικά. Περιγράφεται το μοντέλο του C. Thomsen [7], το οποίο συνδέει τη μορφή των επαγόμενων ελαστικών κυμάτων με τα χαρακτηριστικά της H/M ακτινοβολίας και του συγκεκριμένου υλικού και δίνεται μαθηματικά η αλλαγή της ανακλαστικότητας σαν συνάρτηση των οπτικών χαρακτηριστικών του υλικού. Στη συνέχεια, υπολογίζεται με βάση το μοντέλο αυτό, το παραγόμενο ελαστικό κύμα για ένα φιλμ Ti πάχους 180nm, για διάφορες χρονικές στιγμές καθώς επίσης και η αλλαγή της ανακλαστικότητας στην επιφάνεια του. Ακολούθως, περιγράφεται η σκέδαση των φωτονίων της ακτινοβολίας από τα παραγόμενα ακουστικά φωνόνια μέσα στο υλικό, γνωστή ως σκέδαση Brillouin.

Στο Κεφάλαιο 4 περιγράφεται η femtosecond πηγή laser η οποία χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή για τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων. Έπειτα, περιγράφεται η πειραματική διάταξη άντλησης-ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας, ΔR , η οποία αναπτύχθηκε εξ' ολοκλήρου για την παρούσα διατριβή. Στη συνέχεια περιγράφεται το ηλεκτρονικό σύστημα μέτρησης και καταγραφής δεδομένων καθώς και οι δυνατότητες του. Τέλος, παρουσιάζονται τα δείγματα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία και οι μέθοδοι κατασκευής τους.

Στο Κεφάλαιο 5 παραθέτονται τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα παραγωγής και ανίχνευσης ελαστικών κυμάτων σε πολυστρωματικά υλικά με τη χρήση παλμών laser χρονοδιάρκειας 35fs. Για την ποσοτική περιγραφή της H/M ακτινοβολίας που ανακλάται, απορροφάται και διαπερνάει τα στρώματα διαφορετικών υλικών, τα οποία περιέχουν και απορροφητικά φιλμ, χρησιμοποιείται η Μέθοδος Πινάκων Μεταφοράς (TMM) η οποία και αναλύεται. Αρχικά, παρουσιάζονται προκαταρκτικά πειράματα σε καλά χαρακτηρισμένα μεταλλικά φιλμ Au, για την αναπαραγωγή ήδη

γνωστών αποτελεσμάτων αλλαγής ανακλαστικότητας, με σκοπό τον έλεγχο της ορθής λειτουργίας της πειραματικής διάταξης και του ηλεκτρονικού συστήματος καταγραφής δεδομένων. Κατόπιν, η πειραματική διάταξη χρησιμοποιείται για μετρήσεις με σκοπό την εύρεση ακουστικών φωνονίων σε μονοκρυσταλλικά υποστρώματα Si, επικαλυμμένα με διαφορετικού είδους και πάχους, λεπτά μεταλλικά φιλμ. Μέσω της σύγκρισης, προκύπτουν τα αναγκαία χαρακτηριστικά των λεπτών μεταλλικών φιλμ, ώστε να έχουμε την παραγωγή ισχυρών και χωρικά εντοπισμένων ελαστικών κυμάτων. Παράλληλα, παραθέτεται το θερμο-μηχανικό μοντέλο, το οποίο συνδιάζει το ETTM - με την προσθήκη της χρονικής μεταβολής των συντελεστών ανάκλασης και απορρόφησης, που περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 2 - μαζί με την ελαστική θεωρία. Το μοντέλο προβλέπει τη δημιουργία ενός ελαστικού κύματος στο μέταλλο και την ακόλουθη διάδοση του στο υπόστρωμα Si. Στη συνέχεια, εφαρμόζεται το θερμομηχανικό μοντέλο στα συγκεκριμένα υλικά και υπολογίζεται η χρονική και χωρική εξέλιξη της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων και του πλέγματος. Τα αποτελέσματα του μοντέλου δείχνουν να συγκλίνουν με τα πειραματικά αποτελέσματα. Τέλος, παραθέτεται ένας αναλυτικός υπολογισμός του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου για τα μέταλλα Ti και Ag, από τα πειραματικά δεδομένα, μέσω μίας απλής μαθηματικής προσέγγισης η οποία αφορά πολύ λεπτά μεταλλικά φιλμ. Επίσης, μέσω προσομοίωσης (fitting) των πειραματικών αποτελεσμάτων της ανίχνευσης του ακουστικού παλμού, σε παχύτερο φιλμ Ti, με το μοντέλο του C. Thomsen, εξάγονται για πρώτη φορά οι φωτο-ελαστικές σταθερές του Ti.

Στο Κεφάλαιο 6 παραθέτονται τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα παραγωγής ελαστικών κυμάτων με τη χρήση chirped παλμών laser. Επιπλέον, το θερμομηχανικό μοντέλο, το οποίο διευρύνεται ώστε να συμπεριλάβει και το chirp των παλμών, εφαρμόζεται και διαπιστώνεται συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα.

Στο τελευταίο Κεφάλαιο 7 συνοψίζονται τα νέα αποτελέσματα της διατριβής και η συνεισφορά της στο γνωστικό πεδίο της έρευνας υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων. Αναφέρονται στοιχεία για την μελλοντική επέκταση της σχετικής έρευνας και τις πιθανές εφαρμογές που μπορούν να γίνουν με βάση τα αποτελέσματα της διατριβής.

1.2. Γενική Ανασκόπηση της βιβλιογραφίας

Από την περίοδο ανακάλυψης των lasers στις αρχές του 1960, οι περισσότερες περιοχές της επιστήμης και της τεχνολογίας, τα έχουν χρησιμοποιήσει εκτενώς, σε μία πληθώρα εφαρμογών τους. Ενώ οι πρώτες εφαρμογές στις οποίες χρησιμοποιήθηκαν ήταν κυρίως οπτικές, παράλληλα υπήρχε αυξανόμενο ενδιαφέρον εφαρμογής και σε άλλα πεδία, όπως είναι η τεχνολογία υπερήχων με laser (Laser Ultrasonics). Η τεχνολογία υπερήχων με laser χρησιμοποιεί το laser τόσο για την παραγωγή όσο και για την ανίχνευση των ελαστικών κυμάτων σε στερεά, υγρά και αέρια υλικά. Στις μέρες μας, η τεχνολογία υπερήχων με laser βρίσκει εφαρμογή στο μη καταστροφικό χαρακτηρισμό υλικών και μηχανικών δομών, στις μετρήσεις διαστάσεων και ελαστικών ιδιοτήτων πολυστρωματικών δομών καθώς και στη βιο-ιατρική απεικόνιση, ενώ η συνέχιση της έρευνας σε διαφορετικά επιστημονικά πεδία, οδηγεί σε νέες συναρπαστικές ανακαλύψεις και εφαρμογές.

Δύο είναι οι υπεύθυνοι φυσικοί μηχανισμοί για την παραγωγή ελαστικών κυμάτων σε στερεά υλικά με χρήση laser, οι οποίοι εξαρτώνται από την πυκνότητα ενέργειας που εναποτίθεται στο υλικό [1]. Αναλυτικότερα, για υψηλές πυκνότητες ενέργειας, προκαλείται τήξη ενός στρώματος υλικού στην επιφάνεια, η οποία ακολουθείται από μία διαδικασία αποδόμησης υλικού και τελικά αναπτύσσεται μία δύναμη η οποία είναι υπεύθυνη για την παραγωγή ελαστικού κύματος. Για χαμηλές πυκνότητες ενέργειας, το υλικό δεν λιώνει αλλά υφίσταται θερμική διαστολή, γεγονός που προκαλεί γένεση και διάδοση ενός ελαστικού κύματος (θερμοελαστικό φαινόμενο). Σε αντίθεση με τη διαδικασία γένεσης ελαστικών κυμάτων που έπονται της αποδόμησης, στη θερμοελαστική περιοχή δεν προκαλείται καταστροφή του υπό εξέταση υλικού. Στην παρούσα διατριβή θα ασχοληθούμε μόνο με τη μη καταστροφική εξέταση των υλικών, δηλαδή οι ενέργειες ηλεκτρομαγνητικής (H/M) ακτινοβολίας που θα χρησιμοποιήσουμε θα βρίσκονται μέσα στη θερμοελαστική περιοχή των υπό μελέτη υλικών.

Γενικά, οι παλμοί laser μπορούν να διεγείρουν σε στερεά μέσα, διαμήκη ελαστικά κύματα (longitudinal), όταν η διεύθυνση μετατόπισης των ατόμων του μέσου είναι παράλληλη στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος (συμπιέσεις και αποσυμπιέσεις), εγκάρσια ελαστικά κύματα (shear), όταν η διεύθυνση μετατόπισης των ατόμων του

μέσου είναι κάθετη στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος και επιφανειακά κύματα (Rayleigh) στην επιφάνεια του μέσου [1]. Η διάδοση των διαμήκων κυμάτων συνοδεύεται από μικροσκοπική αλλαγή του όγκου του μέσου ενώ η διάδοση των εγκάρσιων κυμάτων συνοδεύεται από μία εγκάρσια παραμόρφωση. Στην περίπτωση που το στερεό υλικό είναι συμμετρικό, κατά την ακτινοβολήση του διεγείρονται μόνο διαμήκη κύματα. Για να διεγερθούν και εγκάρσια κύματα απαιτείται η άρση της συμμετρίας του υλικού, όπως για παράδειγμα στην περίπτωση ανισοτροπικών υλικών ή μέσω μετατροπής ρυθμού διάδοσης σε μία ισοτροπική-ανισοτροπική διεπιφάνεια [2, 3]. Η επιφάνεια των δειγμάτων υποστηρίζει πάντα τη διάδοση επιφανειακών κυμάτων.

Η γένεση ελαστικών κυμάτων μέσω της απορρόφησης διαμορφωμένου φωτός, παρατηρήθηκε για πρώτη φορά από τον A.G. Bell το 1881 [4]. Αρκετά αργότερα, ο R. M. White απέδειξε πειραματικά και θεωρητικά την παραγωγή υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων τόσο με τη χρήση παλμών laser όσο και με τη χρήση ακτινοβολίας μικροκυμάτων καθώς και παλμικής δέσμης ηλεκτρονίων [5-6]. Γενικότερα, οι διάφορες οπτικές τεχνικές ανίχνευσης ελαστικών κυμάτων που έχουν αναπτυχθεί, για τη θερμοελαστική περιοχή, βασίζονται στην αποδιαμόρφωση μιας δέσμης φωτός η οποία ανακλάται ή σκεδάζεται ή διαπερνάει ένα υλικό, στο οποίο έχει δημιουργηθεί ένα ελαστικό κύμα με τη χρήση παλμών laser. Η φυσική αρχή που διέπει τις διάφορες τεχνικές ανίχνευσης είναι η αλλαγή του δείκτη διάθλασης που προκαλείται τοπικά μέσα στο υλικό, εξαιτίας της παρουσίας του ελαστικού κύματος. Τα ελαστικά κύματα παράγουν διακυμάνσεις του δείκτη διάθλασης, ένα είδος δηλαδή οπτικού φράγματος βασιζόμενο στις δυναμικές αλλαγές του δείκτη διάθλασης (refractive index grating) μέσα στο υλικό και τελικά αυτές είναι που «βλέπει» το H/M κύμα κατά το πέρασμά του [1]. Η διαταραχή της διηλεκτρικής συνάρτησης του υλικού που προκαλείται από το επαγόμενο ελαστικό κύμα, περιγράφηκε πλήρως από τον C. Thomsen [7]. Ο C. Thomsen απέδειξε πειραματικά τη γένεση ακουστικών παλμών σε μέταλλα και ημιαγωγούς, χρησιμοποιώντας picosecond παλμούς laser. Επίσης, παρουσίασε μία ολοκληρωμένη θεωρία για να συνδέσει τα οπτικά χαρακτηριστικά των υλικών (δείκτης διάθλασης, οπτικό βάθος διείσδυσης) με τα χαρακτηριστικά και τη μορφή των επαγόμενων ελαστικών κυμάτων.

Ένα πλήθος διαφορετικών οπτικών τεχνικών ανίχνευσης έχει αναπτυχθεί τα τελευταία χρόνια τόσο για την καταγραφή όσο και για τον χαρακτηρισμό των ακουστικών κυμάτων. Η knife-edge τεχνική (ή laser deflection) κάνει χρήση της γωνιακής εκτροπής μιας δέσμης laser και εφαρμόστηκε αρχικά από τον J. E. Rothenberg για τη μέτρηση της χρονομεταβαλλόμενης κίνησης μίας επιφάνειας Si με χρονική ανάλυση 1ps, χρησιμοποιώντας ανιχνευτή ευαισθησίας θέσης (position sensitive detector) [8]. Έπειτα, η ίδια τεχνική ανίχνευσης, με αυξημένη ευαισθησία, χρησιμοποιήθηκε από τους O. B. Wright και K. Kawashima για τη μελέτη της κίνησης της επιφάνειας λεπτών μεταλλικών φιλμ και της ανίχνευσης υψίσυχων φωνονίων, στην περιοχή συχνοτήτων 0.1-THz [9, 10]. Μία άλλη τεχνική ανίχνευσης, η συμβολομετρική τεχνική, επιτρέπει την καταγραφή τόσο των αλλαγών φάσης όσο και των αλλαγών πλάτους της συμβολομετρικής απόκρισης, με αποτέλεσμα την αποτύπωση του διαδιδόμενου ακουστικού κύματος με υψηλή διακριτική ικανότητα καθώς και της κίνησης της επιφάνειας του υλικού, με ακρίβεια της τάξης του $\sim 1\text{pm}$ [11-13]. Πιο πρόσφατα πειράματα με τη συμβολομετρική τεχνική, μέσω συστηματικών μετρήσεων με τη θερμοκρασία, έχουν αποδείξει αλλαγή κατάστασης (μέταλλο-μονωτής) της ένωσης NdNiO_3 , διαμέσου των αλλαγών της μορφής του καταγραφόμενου ακουστικού κύματος [14]. Τέλος, ιδιαίτερα δημοφιλής ανάμεσα στις τεχνικές ανίχνευσης είναι η τεχνική άντλησης - ελέγχου (pump-probe), η οποία μετράει την αλλαγή στην διαπερατότητα ή στην ανακλαστικότητα μίας περιοχής ελέγχου, που προκαλείται από τα επαγόμενα ελαστικά κύματα [9, 15, 16]. Η χρονική διακριτική ικανότητα της τεχνικής άντλησης - ελέγχου καθορίζεται από τη χρονοδιάρκεια των παλμών laser. Τα πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής έχουν προσφέρει σημαντική γνώση σχετικά με τους μηχανισμούς μεταφοράς της θερμότητας μέσα στα διάφορα υλικά [17-19] καθώς και με τις ελαστικές και θερμικές ιδιότητες των υλικών (π.χ. ταχύτητα ακουστικού κύματος, ακουστική εξασθένιση) [15, 20-23]. Επίσης, μικρές παραλλαγές της τεχνικής άντλησης - ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας, έχουν συνεισφέρει σημαντικά στον ακριβή προσδιορισμό του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου σε διαφορετικά μεταλλικά φιλμ, με ιδιαίτερη εφαρμογή στη femtosecond δυναμική φωτο-χημεία επιφανειών [24].

Παράλληλα με τις πειραματικές μετρήσεις, σημειώθηκε και η ανάπτυξη των θεωρητικών μοντέλων που αφορούσαν τόσο την ερμηνεία των διαφορετικών φυσικών μηχανισμών που διέπουν τις διαδικασίες μεταφοράς ενέργειας όσο και την ποσοτικοποίηση των παραγόμενων ελαστικών κυμάτων. Ο C. Thomsen πρότεινε ένα θεωρητικό μοντέλο για τον προσδιορισμό της αλλαγής της ανακλαστικότητας μιας επιφάνειας, που προκαλείται από ένα διαδιδόμενο ακουστικό παλμό, σε αδιαφανή υλικά [7]. Η θεωρία του C. Thomsen είναι εφαρμόσιμη, υπό την προϋπόθεση ότι οι παλμοί laser είναι αρκετά μεγάλης διάρκειας ώστε η διάχυση της θερμοκρασίας να μην παίζει ρόλο. Αργότερα, ο O. B. Wright διεύρυνε τη θεωρία αυτή ώστε να συμπεριλάβει και διαφανή λεπτά φιλμ [25]. Στα 1974 ο Anisimov περιέγραψε τη μεταφορά ενέργειας από ένα υπερβραχί παλμό laser σε ένα μεταλλικό υλικό από μικροσκοπική πλευρά, θεωρώντας τα ηλεκτρόνια και το πλέγμα σαν δύο ξεχωριστά συστήματα. Η ενέργεια των φωτονίων απορροφάται πρώτα από το σύστημα των ηλεκτρονίων και στη συνέχεια μεταφέρεται στο πλέγμα μέσω συγκρούσεων ηλεκτρονίου-φωνονίου. Το μαθηματικό μοντέλο του Anisimov έγινε γνωστό ως μοντέλο δύο θερμοκρασιών (TTM) και περιγράφει τα ηλεκτρόνια και το πλέγμα μέσω δύο συζευγμένων μη γραμμικών διαφορικών εξισώσεων [26]. Αργότερα, οι G. Tas και H. J. Maris συνδίασαν το TTM με τη λύση της κυματικής εξίσωσης και βρήκαν ότι προκύπτει διαφωνία μεταξύ πειράματος και θεωρίας [27]. Το πρόβλημα ξεπεράστηκε όταν έλαβαν υπόψη τους, στο θεωρητικό μοντέλο, τη μη-θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων σε πολύ αρχικούς χρόνους. Το μεγάλο μειονέκτημα του TTM είναι το γεγονός ότι δεν λαμβάνει υπόψη του την αρχική, μη-θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων, το οποίο οδηγεί σε απόκλιση μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων για πολλά υλικά. Μία προσπάθεια βελτίωσης του TTM έγινε με την αλλαγή του οπτικού βάθους διείσδυσης στις εξισώσεις και την αντικατάστασή του από το βαλλιστικό βάθος, με θετικά αποτελέσματα για πολλά μεταλλικά υλικά [18, 24]. Ο E. Carbone στην προσπάθειά του να ξεπεράσει αυτούς τους περιορισμούς του TTM, συμπεριέλαβε στις εξισώσεις του TTM, δύο επιπλέον όρους οι οποίοι εκφράζουν το ρυθμό μεταφοράς της πυκνότητας ενέργειας από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ηλεκτρόνια καθώς και τον ρυθμό μεταφοράς της πυκνότητας ενέργειας από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στο πλέγμα [28]. Σαν αποτέλεσμα προέβλεψε με επιτυχία, ότι σε ορισμένα μέταλλα όπως το Ru, το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας

μεταφέρεται από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στο πλέγμα. Επιπλέον επέκταση του μοντέλου που πρότεινε ο E. Carrene, πραγματοποιήθηκε πρόσφατα από τον Γ. Τσιμπίδη ο οποίος πρότεινε το διευρυμένο μοντέλο δύο θερμοκρασιών (ETTM), το οποίο λαμβάνει υπόψη του τόσο τη συνεισφορά των μη θερμικών ηλεκτρονίων όσο και την παροδική αλλαγή των συντελεστών απορρόφησης και ανάκλασης κατά τη διάρκεια ακτινοβόλησης ενός υλικού από έναν υπερβραχή παλμό laser [29]. Τα αποτελέσματα πειραμάτων σε λεπτά πολυστρωματικά υλικά Ti/Si και Ag/Si περιγράφονται εξαιρετικά με το ETTM [30].

1.3. Σκοπός της έρευνας

Πρωταρχικός σκοπός της παρούσας διατριβής είναι η παραγωγή και η ανίχνευση ισχυρών και χωρικά εντοπισμένων ελαστικών κυμάτων μέσα στο πυρίτιο Si (100). Το πυρίτιο είναι ένας ημιαγωγός ευρέως χρησιμοποιούμενος στην τεχνολογία και αποτελεί βασικό στοιχείο για τα πειράματα που διεξήχθησαν στην παρούσα διατριβή. Μέσω της επιλογής κατάλληλου μεταλλικού φιλμ, με συγκεκριμένες θερμοφυσικές και ελαστικές ιδιότητες, που εναποτίθεται πάνω στο Si (100) και λειτουργεί ως οπτο-ακουστικός μετατροπέας, καθίσταται εφικτός ο ακριβής έλεγχος των χαρακτηριστικών των παραγόμενων ελαστικών κυμάτων. Επιπλέον, μέσω του ελέγχου του πάχους του μεταλλικού οπτο-ακουστικού μετατροπέα, καθίσταται δυνατή η ανίχνευση των ισχυρών αυτών ελαστικών κυμάτων πειραματικά, ως μία ισχυρή σκέδαση των φωτονίων της ακτινοβολίας από τα παραγόμενα φωνόνια στο Si (100). Παράλληλα κρίνεται αναγκαία η ανάπτυξη θεωρητικού, θερμο-μηχανικού μοντέλου το οποίο να συνδιάζει το διευρυμένο μοντέλο δύο θερμοκρασιών και την ελαστική θεωρία, για την πληρέστερη κατανόηση των πειραματικών αποτελεσμάτων.

Επίσης, αντικείμενο μελέτης αποτέλεσε η επίδραση της διαμόρφωσης υπερβραχέων παλμών laser, στο επαγόμενο ελαστικό κύμα στο Si (100). Συγκεκριμένα, η διαμόρφωση αφορά στη χρονική αναδιάταξη του φασματικού περιεχομένου των femtosecond παλμών laser και διερευνάται η διαφοροποίηση των χαρακτηριστικών του επαγόμενου ελαστικού κύματος. Η δυνατότητα οπτικού ελέγχου των επαγόμενων υψίσυχων ελαστικών

κυμάτων αποτελεί σημαντικό τεχνολογικό επίτευγμα. Με βάση τα πειραματικά αποτελέσματα του οπτικού ελέγχου θα διευρυνθεί η αναγκαιότητα ανάπτυξης ενός νέου θεωρητικού θερμο-μηχανικού μοντέλου, ώστε να συμπεριλάβει επιπλέον και τη χρονική αναδιάταξη των συνιστωσών της συχνότητας του παλμού laser. Η διεύρυνση αυτή δεν είναι διαθέσιμη στη βιβλιογραφία.

Φυσικοί μηχανισμοί μεταφοράς θερμότητας σε μεταλλικά φιλμ επαγόμενοι από υπερβραχείς παλμούς laser

2.1. Εισαγωγή

Η απορρόφηση της Η/Μ ακτινοβολίας laser από μέταλλα, πραγματοποιείται αρχικά από το ηλεκτρονικό νέφος των ατόμων που συγκροτούν το υλικό διεγείροντάς τα σε μη κατειλημμένες ενεργειακές καταστάσεις [31]. Ένα μέρος της απορροφηθείσας ενέργειας θα επαναεκπεμφθεί (ανάκλαση), ενώ το υπόλοιπο θα μεταφερθεί προς τα φωνόνια του πλέγματος. Η απορρόφηση αυτή πραγματοποιείται αρχικά από τα ηλεκτρόνια, λόγω της μικρότερης θερμοχωρητικότητας των ηλεκτρονίων και ακολουθεί δευτερογενώς, σε αργότερο χρόνο, η απορρόφηση της ενέργειας από τα ιόντα τα οποία αλληλεπιδρούν με τα διεγερμένα ηλεκτρόνια [32, 33]. Η απορρόφηση χωρικά λαμβάνει χώρα σε περιορισμένο όγκο, στην περιοχή της επιφάνειας του μετάλλου. Αναλυτικότερα για τα μέταλλα, η απορρόφηση κατά την κάθετη διεύθυνση λαμβάνει χώρα σε βάθος μερικών nm. Το μήκος αυτό ονομάζεται οπτικό βάθος διείσδυσης ή επιδερμικό βάθος, β , και εξαρτάται από το μήκος κύματος της Η/Μ ακτινοβολίας και το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης του υλικού [34]. Συγκεκριμένα, όπως προκύπτει από τη λύση των εξισώσεων Maxwell, το β υπολογίζεται από τη σχέση [35]

$$\beta = \frac{\lambda_o}{4\pi\kappa} \quad (2.1)$$

όπου λ_o το κεντρικό μήκος κύματος της ακτινοβολίας laser και κ το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης του μετάλλου. Τελικά ο όγκος απορρόφησης της ακτινοβολίας υπολογίζεται από το β και τις διαστάσεις της δέσμης της ακτινοβολίας, που προσπίπτει πάνω στην επιφάνεια του μετάλλου.

Η απορρόφηση της H/M ακτινοβολίας συνεπάγεται ότι τα ηλεκτρόνια του μετάλλου θα έχουν μεγαλύτερες ενέργειες, πάνω από την ενέργεια Fermi. Έτσι για ορισμένο χρονικό διάστημα, το συνολικό σύστημα των ηλεκτρονίων του μετάλλου, θα βρίσκεται σε μία κατάσταση μη θερμοδυναμικής ισορροπίας. Τα ηλεκτρόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από την E_F , σε αυτό το χρονικό διάστημα, ονομάζονται μη-θερμικά ηλεκτρόνια και η κατανομή τους δεν μπορεί να περιγραφεί από μία Fermi-Dirac κατανομή.

Τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια έχουν τις εξής δυνατότητες:

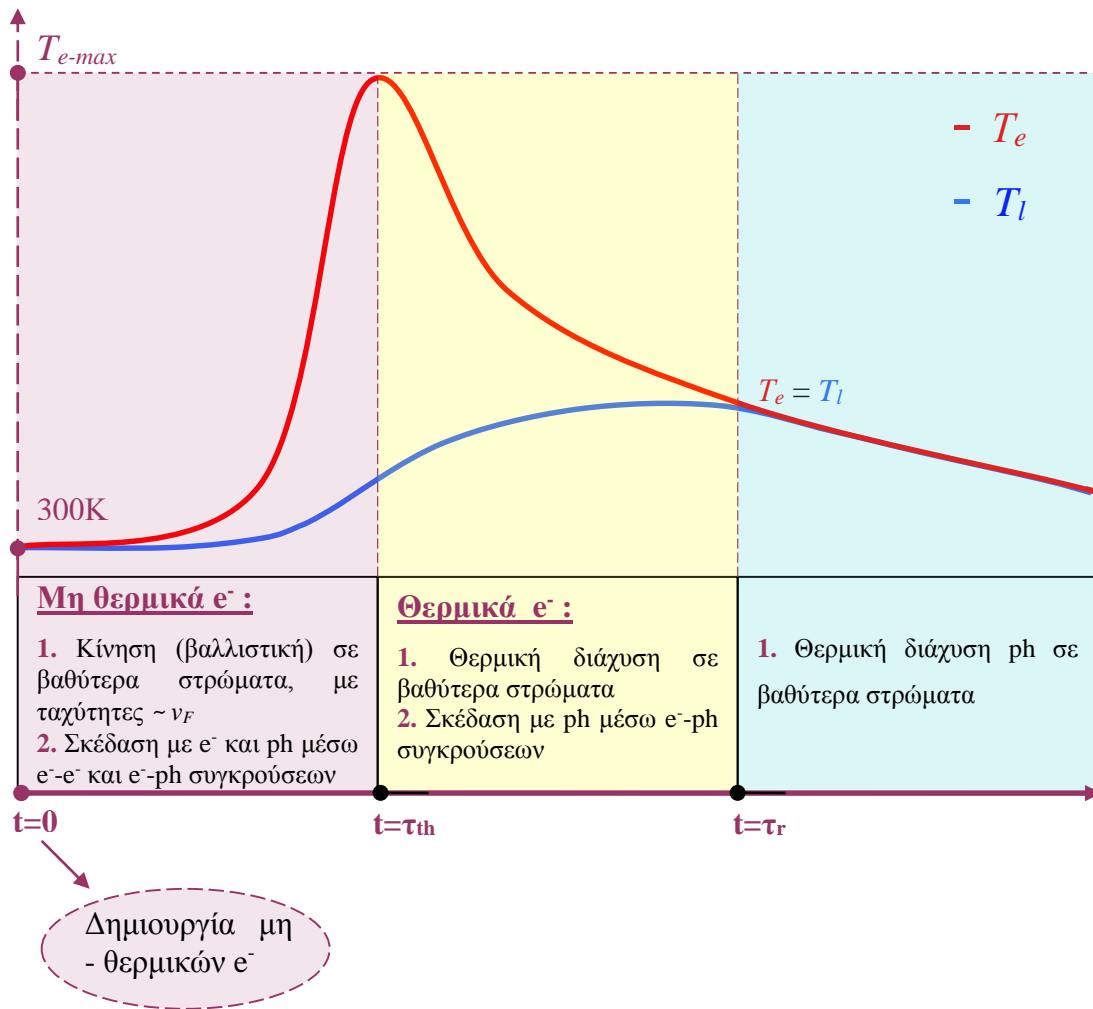
α) να κινηθούν μακριά από την επιφάνεια, στα βαθύτερα στρώματα του υλικού, χωρίς να συγκρουστούν, με ταχύτητες περίπου ίσες με την ταχύτητα Fermi (βαλλιστικά ηλεκτρόνια) [18] και

β) να συγκρουστούν με τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια με ενέργειες γύρω από την ενέργεια Fermi, αυξάνοντας έτσι σταδιακά τη μέση κατανομή ενέργειας του συστήματος των ηλεκτρονίων [36, 37]. Δημιουργείται έτσι σταδιακά, μία κοινή θερμοκρασία ηλεκτρονίων, T_e και τελικά το συνολικό σύστημα των ηλεκτρονίων φτάνει σε θερμική ισορροπία και περιγράφεται πλέον από μια κατανομή Fermi-Dirac μεγαλύτερης θερμοκρασίας από την αρχική.

Το χρονικό διάστημα από την απορρόφηση της ακτινοβολίας μέχρι το σύστημα ηλεκτρονίων να φτάσει σε θερμική ισορροπία, ονομάζεται χρόνος θέρμανσης (thermalization time), τ_{th} του υλικού. Χωρικά, το σύστημα των ηλεκτρονίων κατανέμεται είτε μέσα στο οπτικό βάθος διείσδυσης ή στο βαλλιστικό βάθος του μετάλλου, ανάλογα με το μέταλλο.

Στη συνέχεια, μετά την ολοκλήρωση του σταδίου θέρμανσης, όπου το ηλεκτρονιακό σύστημα χαρακτηρίζεται πλέον από μία κοινή θερμοκρασία, T_e , ξεκινάει ένα δεύτερο χρονικό διάστημα, όπου το σύστημα ηλεκτρονίων και πλέγματος βρίσκεται εκτός θερμοδυναμικής ισορροπίας. Στο δεύτερο αυτό χρονικό διάστημα, το σύστημα ηλεκτρονίων και ιόντων του πλέγματος έχει δύο διαφορετικές θερμοκρασίες, τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, T_e και τη θερμοκρασία του πλέγματος, T_l . Κατά την έναρξη του δεύτερου σταδίου, στην επιφάνεια του μετάλλου, η θερμοκρασία T_e , είναι πολύ μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία T_l ($T_l = 300\text{K}$ για δείγματα στην θερμοκρασία δωματίου). Λόγω της χωρικής διαφοράς θερμοκρασίας μέσα στο μέταλλο (επιφάνεια

μεγαλύτερη θερμοκρασία από το εσωτερικό) τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στο οπτικό βάθος διείσδυσης, θα διαχυθούν από την επιφάνεια του μετάλλου (υψηλότερη T_e) στο εσωτερικό του (χαμηλότερη T_e), μειώνοντας έτσι την επιφανειακή θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Ο μηχανισμός αυτός - μηχανισμός διάχυσης ηλεκτρονίων – χαρακτηρίζεται κυρίως από τη θερμική αγωγιμότητα των ηλεκτρονίων K_e [38].



Σχήμα 2.1: Οι κύριοι φυσικοί μηχανισμοί μεταφοράς ενέργειας σε μέταλλα στα αντίστοιχα χρονικά διαστήματα. Όπου T_e η θερμοκρασία ηλεκτρονίων, T_l η θερμοκρασία πλέγματος, τ_{th} ο χρόνος θέρμανσης, τ_r ο χρόνος αποκατάστασης.

Επίσης, τα ηλεκτρόνια μεταφέρουν την ενέργεια τους στο πλέγμα, μέσω συγκρούσεων ηλεκτρονίων-φωτονίων. Ο δεύτερος αυτός μηχανισμός διέπεται από τον παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου, G . Οι δύο παραπάνω μηχανισμοί οι οποίοι λαμβάνουν χώρα κατά το δεύτερο χρονικό στάδιο, έχουν ως αποτέλεσμα χρονικά τη

μείωση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων και την ταυτόχρονη αύξηση της θερμοκρασίας του πλέγματος. Η χρονική στιγμή όπου οι δύο θερμοκρασίες γίνονται ίσες, $T_e = T_l$, ονομάζεται χρόνος αποκατάστασης τ_r .

Μετά την επίτευξη θερμικής ισορροπίας μεταξύ ηλεκτρονίων και πλέγματος, ξεκινάει ένα τρίτο χρονικό στάδιο. Το στάδιο αυτό χαρακτηρίζεται από το μηχανισμό μεταφοράς της θερμότητας, λόγω μία μικρής εναπομένουσας χωρικής διαφοράς θερμοκρασίας - επιφάνεια μεγαλύτερη θερμοκρασία ισορροπίας από τα πολύ βαθύτερα στρώματα του μετάλλου. Στο τρίτο αυτό στάδιο η θερμότητα μεταφέρεται πλέον από τα φωνόνια, σε πολύ πιο αργούς ρυθμούς. Στο Σχήμα 2.1 φαίνονται τα τρία χρονικά διαστήματα και οι μικροσκοπικοί φυσικοί μηχανισμοί που κυριαρχούν σε κάθε ένα από αυτά.

2.2. Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (TTM)

Η ποσοτική περιγραφή της δυναμικής των ηλεκτρονίων και του πλέγματος δίνεται από το Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (TTM) που προτάθηκε από τον Anisimov το 1974 [26]. Το TTM περιγράφει τη χρονική και χωρική εξέλιξη των θερμοκρασιών T_e και T_l μέσω δύο συζευγμένων, μη-γραμμικών διαφορικών εξισώσεων και για την περίπτωση των μετάλλων, σε μία διάσταση (x), γράφεται:

$$\begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(K_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - G(T_e)(T_e - T_l) + S(x, t) \\ C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} &= G(T_e)(T_e - T_l) \end{aligned} \quad (2.2)$$

όπου C_e , C_l είναι οι θερμοχωρητικότητες των ηλεκτρονίων και του πλέγματος, αντίστοιχα, K_e η θερμική αγωγιμότητα των ηλεκτρονίων, $G(T_e)$ ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου, ο οποίος εξαρτάται από την T_e και $S(x, t)$ ο όρος της πηγής. Για την επίλυση των εξισώσεων του TTM, λόγω της μη-γραμμικότητάς τους, απαιτούνται αριθμητικές μέθοδοι επίλυσης.

Ο όρος της πηγής $S(x,t)$ περιγράφει την απορροφούμενη πυκνότητα ενέργειας της H/M ακτινοβολίας από το μέταλλο και εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της H/M ακτινοβολίας καθώς και τα χαρακτηριστικά του υλικού. Θεωρώντας μια Gaussian χρονική κατανομή έντασης του παλμού laser, ο $S(x,t)$ γράφεται ως [18]

$$S(x,t) = (1-R) \frac{F}{\tau_p} \frac{e^{-4\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2}}{\beta} \frac{e^{-\frac{x}{\beta}}}{1 - e^{-\frac{L}{\beta}}} \quad (2.3)$$

όπου R η ανακλαστικότητα του υλικού, F η προσπίπτουσα πυκνότητα ενέργειας της ακτινοβολίας, τ_p η χρονοδιάρκεια του παλμού laser, β το οπτικό βάθος διείσδυσης και L το πάχος του φιλμ.

Όπως φαίνεται από τη σχέση (2.3), η απορροφούμενη πυκνότητα ενέργειας εξαρτάται από το οπτικό βάθος διείσδυσης, β . Στην περίπτωση ορισμένων μετάλλων, το βάθος διείσδυσης της ακτινοβολίας προσαυξάνεται από το βαλλιστικό βάθος διείσδυσης των ηλεκτρονίων Λ , π.χ στον Au $\Lambda \approx 105\text{nm}$, ο όρος $S(x,t)$ στη σχέση (2.3) διαμορφώνεται με την αντικατάσταση του β από το $\beta + \Lambda$.

Οι εξισώσεις (2.2-2.3) δεν περιγράφουν το στάδιο της αρχικής αλληλεπίδρασης και την ύπαρξη μη-θερμικών ηλεκτρονίων, θεωρώντας ότι η θερμοποίηση των ηλεκτρονίων γίνεται ακαριαία. Επίσης, δεν περιγράφουν τη διάδοση της θερμικής ενέργειας του πλέγματος από τη μεταφορά ενέργειας μέσω των φωνονίων.

2.3. Διευρυμένο Μοντέλο Δύο Θερμοκρασιών (Extended Two Temperature Model, ETTM)

2.3.1. Η επίδραση των μη-θερμικών ηλεκτρονίων

Το TTM είναι ένα χρήσιμο εργαλείο για τη μελέτη της γρήγορης δυναμικής των ηλεκτρονίων και την αλληλεπίδραση τους με το πλέγμα, παρ' όλα αυτά δεν

συμπεριλαμβάνει την αρχική μη-θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων. Επομένως το TTM δεν μπορεί να παρέχει πληροφορίες σε πολύ αρχικούς χρόνους, μερικές 100άδες fs, μετά την απορρόφηση της ακτινοβολίας. Για το λόγο αυτό μία επέκταση του TTM, η οποία να συμπεριλαμβάνει επιπρόσθετα και την επίδραση των μη-θερμικών ηλεκτρονίων, καθίσταται αναγκαία.

Μία επέκταση του TTM η οποία λαμβάνει υπόψη την επίδραση των μη-θερμικών ηλεκτρονίων στη μεταφορά ενέργειας από την H/M ακτινοβολία στα ηλεκτρόνια και το πλέγμα των μετάλλων, προτάθηκε από τον E. Carbone το 2006 [28]. Το διευρυμένο μοντέλο δύο θερμοκρασιών (ETTM) συμπεριλαμβάνει την ενέργεια που μεταφέρεται από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ηλεκτρόνια καθώς και από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στο πλέγμα¹. Ως αποτέλεσμα, προκύπτουν σημαντικές αλλαγές στην περιγραφή της χρονικής εξέλιξης των θερμοκρασιών T_e και T_l , συγκριτικά με το TTM.

Στο ETTM, ο E. Carbone αρχικά ορίζει την επαγόμενη αλλαγή στη μη-θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων του υλικού από την απορρόφηση φωτονίων ενέργειας $h\nu$. Στη συνέχεια, συνδέει την απορροφούμενη πυκνότητα ενέργειας (ανά μονάδα χρόνου) της ακτινοβολίας, στον αριθμό των ηλεκτρονίων που μπορούν να διεγερθούν σε μία αρχική στιγμή t' . Τα μη-θερμικά αυτά ηλεκτρόνια, στις μετέπειτα χρονικές στιγμές, θα συγκρουστούν με τα θερμικά ηλεκτρόνια καθώς και τα φωνόνια του υλικού, μέχρι να ισορροπήσουν θερμικά, με χαρακτηριστικούς χρόνους τ_{e-e} και τ_{e-ph} , αντίστοιχα. Τελικά η χωρική και χρονική εξέλιξη της κατανομής των μη-θερμικών ηλεκτρονίων $\delta_{NT}(E, t', x)$ εκφράζεται ως

$$\delta_{NT}(E, t - t', x) = \delta_i(E, t', x) e^{-\frac{t-t'}{\tau_{e-e}} - \frac{t-t'}{\tau_{e-ph}}} \quad (2.4)$$

όπου E η ενέργεια της H/M ακτινοβολίας και δ_i η αρχική επαγόμενη, στην t' , μη-θερμική κατανομή των ηλεκτρονίων.

Στην παραπάνω σχέση εκφράζεται τελικά ξεχωριστά ο ρυθμός πυκνότητας ενέργειας που μεταφέρεται από τα μη-θερμικά στα θερμικά ηλεκτρόνια $\frac{\partial U_{e-e}(t, x)}{\partial t}$,

¹ Το ETTM δεν λαμβάνει υπόψη τη συγκεκριμένη ηλεκτρονιακή δομή ζωνών του κάθε υλικού

συνεισφέροντας στην αύξηση της T_e , καθώς και από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στα φωνόνια του υλικού, $\frac{\partial U_{e-ph}(t,x)}{\partial t}$ συνεισφέροντας στην αύξηση της T_l . Το ETTM γράφεται τελικά στη μορφή

$$\begin{aligned} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} (K_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) - G(T_e)(T_e - T_l) + \frac{\partial U_{e-e}(t,x)}{\partial t} \\ C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} &= G(T_e)(T_e - T_l) + \frac{\partial U_{e-ph}(t,x)}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Συγκρίνοντας το TTM με το ETTM προκύπτουν δύο σημαντικές διαφορές

α) ο όρος της πηγής στην πρώτη εξίσωση, δεν περιέχει μόνο την απορροφούμενη πυκνότητα ενέργειας της H/M ακτινοβολίας αλλά περιέχει το ρυθμό μεταφοράς ενέργειας από τα μη-θερμικά στα θερμικά ηλεκτρόνια του μετάλλου.

β) στη δεύτερη εξίσωση έχει προστεθεί ένας όρος πηγής, ο οποίος αυξάνει τη θερμοκρασία του πλέγματος, λόγω της μεταφοράς ενέργειας απευθείας από τα μη-θερμικά ηλεκτρόνια στα φωνόνια του μετάλλου.

Η ακρίβεια των λύσεων του ETTM, για διαφορετικές συνθήκες ακτινοβολίας και διαφορετικό υλικό, εξαρτάται από τον ακριβή προσδιορισμό τόσο των οπτικών ιδιοτήτων (συντελεστή ανάκλασης R και το οπτικό βάθος διείσδυσης της ακτινοβολίας β) όσο και από τις τρεις θερμοφυσικές ιδιότητες του υλικού: $C_e(T_e)$, $K_e(T_e, T_l)$ και $G(T_e)$. Οι θερμοφυσικές ιδιότητες εξαρτώνται όπως φαίνεται, από τις θερμοκρασίες ηλεκτρονίων και πλέγματος και καθορίζουν πώς η απορροφούμενη ενέργεια κατανέμεται χρονικά και χωρικά μέσα στο υλικό και επηρεάζει τη θερμική απόκριση του. Συνήθως, στην επίλυση του TTM οι οπτικές ιδιότητες, λαμβάνονται σταθερές. Η διαφοροποίηση τους όμως με τη θερμοκρασία, βελτιώνει σημαντικά τα αποτελέσματα του ETTM [29, 39]. Οι τρεις θερμοφυσικές ιδιότητες των ηλεκτρονίων, αναλύονται παρακάτω καθώς και ο τρόπος που εισάγονται στο ETTM για τον υπολογισμό της θερμικής απόκρισης των μεταλλικών φιλμ.

2.3.2. Η θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων $C_e(T_e)$

Η θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων $C_e(T_e)$ ορίζεται από τη σχέση [40]

$$C_e(T_e) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f(E, \mu, T_e)}{\partial T_e} g(E) E dE \quad (2.6)$$

όπου $g(E)$ είναι η πυκνότητα ηλεκτρονιακών καταστάσεων στην ενέργεια E , μ είναι το χημικό δυναμικό στη θερμοκρασία T_e , και $f(E, \mu, T_e)$ είναι η Fermi-Dirac κατανομή των ηλεκτρονίων σε θερμοκρασία T_e

$$f(E, \mu, T_e) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - \mu}{k_B T_e}}} \quad (2.7)$$

Για $T_e < T_{Fermi}$ χρησιμοποιώντας το μοντέλο του Sommerfeld [40], η εξίσωση (2.6) καταλήγει σε μία γραμμική εξάρτηση της θερμοχωρητικότητας με την T_e

$$C_e(T_e) = \gamma T_e \quad \text{για } T_e < T_{Fermi} \quad (2.8)$$

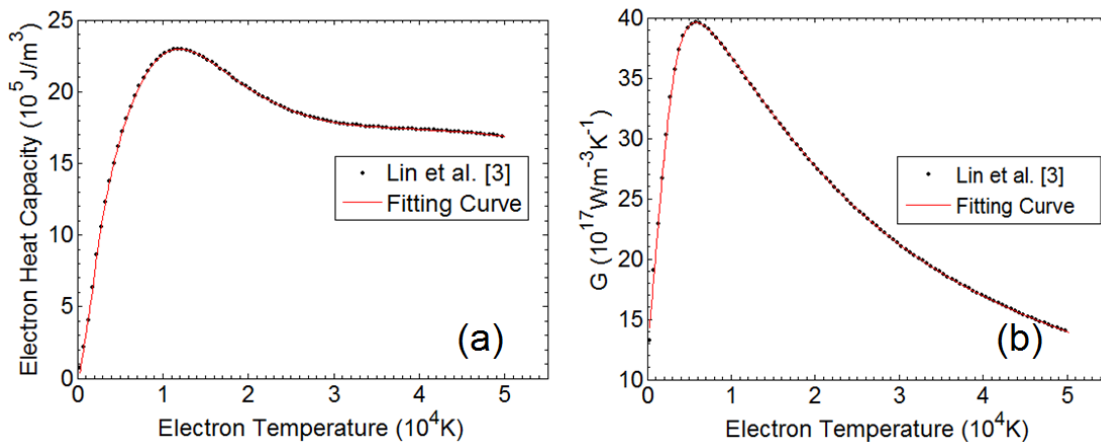
$$\gamma = \frac{\pi^2 k_B^2 g(E_F)}{3} = \frac{\pi^2 k_B^2 n_e}{2E_F} \quad (2.9)$$

όπου γ είναι η σταθερά ηλεκτρονιακής θερμοχωρητικότητας η οποία εξαρτάται από την πυκνότητα ηλεκτρονιακών καταστάσεων στην ενέργεια E_F . Η γραμμική εξάρτηση της θερμοχωρητικότητας είναι εφαρμόσιμη για χαμηλές θερμοκρασίες T_e .

Για υψηλότερες T_e το μοντέλο του Sommerfeld δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Στις περιπτώσεις αυτές ο υπολογισμός της $C_e(T_e)$ γίνεται από την εξίσωση (2.6) όπου για την επίλυσή της απαιτείται η γνώση της πυκνότητας ηλεκτρονιακών καταστάσεων του υλικού, $g(E)$, καθώς και η εξάρτηση του χημικού δυναμικού από την θερμοκρασία T_e . Πρόσφατα, οι Lin et.al [41] έκαναν λεπτομερείς υπολογισμούς και εξήγαγαν τις

ηλεκτρονικές πυκνότητες καταστάσεων για οκτώ διαφορετικά μέταλλα. Στη συνέχεια τις χρησιμοποίησαν για τον υπολογισμό του χημικού δυναμικού, της θερμοχωρητικότητας των ηλεκτρονίων και του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου σαν συνάρτηση της T_e .

Τα θεωρητικά αποτελέσματά των Lin et.al. χρησιμοποιήθηκαν και στην παρούσα διατριβή για την εισαγωγή της $C_e(T_e)$ στις εξισώσεις του ETM. Συγκεκριμένα οι θεωρητικοί υπολογισμοί των Lin et.al. έγιναν προσομείωση με τη χρήση μίας πολωνυμικής συνάρτησης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2, η οποία με τη σειρά της εισάγεται στο ETM, για την εύρεση της θερμικής απόκρισης των μεταλλικών φιλμ.



Σχήμα 2.2: Η θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων (a) και ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου (b) σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων T_e , για το T_i . Η προσομείωση στα θεωρητικά αποτελέσματα των Lin et.al, έγινε με τη χρήση μίας πολωνυμικής συνάρτησης

2.3.3. Η θερμική αγωγιμότητα των ηλεκτρονίων $K_e(T_e, T_i)$

Η θερμική αγωγιμότητα K , ενός υλικού είναι το άθροισμα της θερμικής αγωγιμότητας λόγω των ηλεκτρονίων, K_e και λόγω του πλέγματος, K_l . Στα μέταλλα, επειδή η θερμότητα μεταφέρεται κυρίως από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια η K_l είναι πολύ μικρότερη της K_e . Η θερμική αγωγιμότητα των ηλεκτρονίων K_e υπολογίζεται από το μοντέλο του Drude σύμφωνα με τη σχέση [40]

$$K_e(T_e, T_l) = \frac{v_m^2 C_e(T_e) \tau_e(T_e, T_l)}{3} \quad (2.10)$$

όπου v_m η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων και τ_e ο συνολικός χρόνος σκέδασης των ηλεκτρονίων. Η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων αντικαθίσταται από την ταχύτητα Fermi v_F . Για τον χρόνο τ_e ισχύει

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{e-e}} + \frac{1}{\tau_{e-ph}} \quad (2.11)$$

όπου τ_{e-e} ο χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου και τ_{e-ph} ο χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίου-φωτονίου. Οι παραπάνω χρόνοι εξαρτώνται από τις θερμοκρασίες T_e και T_l

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{e-e}} &= AT_e^2 \\ \frac{1}{\tau_{e-ph}} &= BT_l \end{aligned} \quad (2.12)$$

όπου A, B σταθερές [42]. Επομένως ο συνολικός χρόνος σκέδασης των ηλεκτρονίων γράφεται συναρτήσει των θερμοκρασιών των δύο συστημάτων, ηλεκτρονίων και πλέγματος

$$\frac{1}{\tau_e} = AT_e^2 + BT_l \quad (2.13)$$

2.3.4. Ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου - φωτονίου $G(T_e)$

Ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου, περιγράφει το ρυθμό ανταλλαγής ενέργειας μεταξύ θερμικών ηλεκτρονίων και φωτονίων μέσα στο μέταλλο. Ο παράγοντας G ορίστηκε αρχικά, μέσω της θεωρίας των ελεύθερων ηλεκτρονίων [43] και

συγκεκριμένα μέσω του ρυθμού ανταλλαγής πυκνότητας ενέργειας μεταξύ ηλεκτρονίων και πλέγματος, λόγω σκεδάσεων ηλεκτρονίου-φωνονίου, υπό συνθήκες $T_e, T_l \gg T_D$ (T_D : θερμοκρασία Debye) και $T_e \gg T_l$, ως

$$\left. \frac{\partial E_e}{\partial t} \right|_{ep} = -G(T_e - T_l) \quad (2.14)$$

$$G = \frac{\pi^2 m_e n_e v_L^2}{6\tau(T_e)T_e} \quad (2.15)$$

Όπου m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, n_e ο αριθμός ελεύθερων ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου και $\tau(T_e)$ είναι ο χρόνος αποκατάστασης των ηλεκτρονίων δηλαδή ο χρόνος σκέδασης ηλεκτρονίου-φωνονίου, υπό την προϋπόθεση ότι $T_e = T_l$. Το αρνητικό πρόσημο στη (2.14) οφείλεται στο γεγονός ότι τα ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργεια τους καθώς σκεδάζονται με το πλέγμα. Επειδή $\tau(T_e) \propto \frac{1}{T_l}$ και $T_e = T_l$, συνεπάγεται ότι $\tau(T_e) \propto \frac{1}{T_e}$.

Επομένως από τη σχέση (2.15) προκύπτει ένας σταθερός παράγοντας G , ανεξάρτητος από την T_e .

Η τιμή του παράγοντα G για διαφορετικά μέταλλα, κυμαίνεται μεταξύ $10^{16} - 10^{18}$ W/m³K. Η ευρεία αυτή περιοχή τιμών του παράγοντα G , όπως φαίνεται από τη σχέση (2.15) οφείλεται στις διαφορετικές τιμές των n_e και v_L των μετάλλων. Όσο μεγαλύτερος είναι ο αριθμός ελεύθερων ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου n_e ή/και η ταχύτητα του ήχου v_L σε ένα μέταλλο, τόσο μεγαλύτερη τιμή έχει ο παράγοντας G . Η μεγάλη τιμή του παράγοντα G δείχνει γρήγορη αλληλεπίδραση μεταξύ ηλεκτρονίων και φωνονίων μέσα στο μέταλλο και επομένως μικρότερο χρόνο αποκατάστασης τ .

Έχει χρησιμοποιηθεί η σταθερή τιμή του παράγοντα G , στις περισσότερες εργασίες μέχρι σήμερα. Μάλιστα ο παράγοντας G συνήθως εξάγεται από τα πειραματικά αποτελέσματα κάνοντας προσομείωση τις πειραματικές μετρήσεις με τα αριθμητικά αποτελέσματα του TTM [15]. Σε κάποιες περιπτώσεις, οι πειραματικές μετρήσεις υπό διαφορετικές συνθήκες διέγερσης και επομένως διαφορετικές T_e , π.χ. για τον Au, έχουν καταλήξει σε σταθερή τιμή για το G , ανεξάρτητο από την T_e [18]. Παρ' όλα αυτά ένα μεγάλο πλήθος από διαφορετικές πειραματικές εργασίες δίνουν διαφορετικές τιμές για

τον παράγοντα G , γεγονός που προκαλεί σύγχυση ως προς τον καθορισμό μίας συγκεκριμένης και καλά καθορισμένης τιμής. Έτσι η ένδειξη ότι ο παράγοντας G μπορεί να μεταβάλλεται σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας T_e , οδηγεί στον επαναπροσδιορισμό του G , πέρα από το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων.

Οι Lin et.al., με θεωρητικούς υπολογισμούς οι οποίοι λαμβάνουν υπόψη τους τις διαφορετικές ηλεκτρονιακές πυκνότητες καταστάσεων για διαφορετικά μέταλλα, έδειξαν ότι ο παράγοντας G εξαρτάται από την T_e και μάλιστα διαφορετικά για κάθε μέταλλο. Χρησιμοποιώντας την ανάλυση του Allen [44] όπου λαμβάνει υπόψη της, τις εξισώσεις ρυθμών (rate equations) για τις σκεδάσεις ηλεκτρονίου-φωτονίου που χαρακτηρίζουν τις διαδικασίες εκπομπής και απορρόφησης φωτονίου, ο ρυθμός ανταλλαγής πυκνότητας ενέργειας, εκφράζεται ως

$$\left. \frac{\partial E_e}{\partial t} \right|_{ep} = \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{kk'} \hbar\omega_Q |M_{kk'}|^2 \Pi(k, k') \delta(E_k - E_{k'} + \hbar\omega_Q) \quad (2.16)$$

όπου k και Q είναι οι κβαντικοί αριθμοί ηλεκτρονίου και φωτονίου, αντίστοιχα, $M_{kk'}$ το στοιχείο πίνακα σκέδασης ηλεκτρονίου-φωτονίου το οποίο ορίζει την πιθανότητα σκέδασης ενός ηλεκτρονίου, αρχικής ενέργειας E_k σε μία τελική κατάσταση ενέργειας $E_{k'}$, από ένα φωνόνιο ενέργειας $\hbar\omega_Q$, $\Pi(k, k')$ ένας θερμικός παράγοντας που εκφράζει την απορρόφηση και εκπομπή φωτονίου κατά τη σκέδαση ηλεκτρονίου-φωτονίου. Επίσης οι ηλεκτρονιακές και πλεγματικές κατανομές χαρακτηρίζονται από Fermi-Dirac και Bose-Einstein συναρτήσεις, σε θερμοκρασίες T_e και T_l , αντίστοιχα. Η παραπάνω σχέση, σε θερμοκρασία δωματίου, όπου μόνο τα ηλεκτρόνια γύρω από την ενέργεια Fermi συνεισφέρουν στις διαδικασίες σκέδασης, οδηγεί στη σταθερή τιμή της σχέσης (2.15). Για υψηλότερες ηλεκτρονιακές θερμοκρασίες λαμβάνεται επιπλέον υπόψη η εξάρτηση της ενέργειας των ηλεκτρονίων από τη φασματική συνάρτηση ηλεκτρονίου-φωτονίου [45] και τελικά προκύπτει μία απλή έκφραση για τον παράγοντα G :

$$G(T_e) = \frac{\pi \hbar k_B \lambda \langle \omega^2 \rangle}{g(E_F)} \int_{-\infty}^{\infty} g^2(E) \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) dE \quad (2.17)$$

όπου ο όρος $(-\frac{\partial f}{\partial E})$ είναι υπεύθυνος για την εξάρτηση του παράγοντα G από την T_e . Η σχέση (2.17) σε συνδυασμό με τις υπολογισμένες πυκνότητες ηλεκτρονιακών καταστάσεων $g(E)$, και την εξάρτηση του χημικού δυναμικού από την T_e δίνουν για κάθε μέταλλο, την ακριβή εξάρτηση του παράγοντα G από την T_e .

Στη συγκεκριμένη εργασία και για τους αριθμητικούς υπολογισμούς της θερμικής απόκρισης με το ETTM, ο παράγοντας $G(T_e)$ λαμβάνεται να έχει εξάρτηση από την T_e . Το γεγονός ότι ο παράγοντας G εξαρτάται από την T_e , δεν έρχεται σε αντίθεση με αποτελέσματα παλαιότερων πειραμάτων αφού π.χ. για τον Au, ο παράγοντας G όπως προκύπτει από τους υπολογισμούς των Lin et.al., έχει σταθερή τιμή μέχρι μία θερμοκρασία $T_e \sim 3000\text{K}$ ενώ πάνω από αυτήν αρχίζει να αυξάνεται σημαντικά [41]. Στην περίπτωση διαφορετικού μετάλλου, π.χ. για το Ti, ο παράγοντας G , όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2(b) δεν είναι σταθερός αλλά παρουσιάζει μία πολύ γρήγορη αύξηση για θερμοκρασίες μέχρι $T_e \sim 6000\text{K}$ ενώ στη συνέχεια, μειώνεται με πιο αργό ρυθμό για υψηλότερες T_e .

2.4. Η επίδραση των αλλαγών στους συντελεστές ανάκλασης και απορρόφησης

Περαιτέρω επέκταση του ETTM έχει γίνει πρόσφατα, λαμβάνοντας υπόψη τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της ανακλαστικότητας της επιφάνειας και του συντελεστή απορρόφησης, κατά τη διάρκεια ενός παλμού laser [29]. Τα αποτελέσματα δείχνουν σημαντικές διαφοροποιήσεις στη θερμική απόκριση του υλικού. Στο TTM, η ανακλαστικότητα και ο συντελεστής απορρόφησης του υλικού, που συμπεριλαμβάνονται στους υπολογισμούς μέσω του όρου πηγής, λαμβάνονται να έχουν σταθερές τιμές. Στην πραγματικότητα όμως κατά τη διάρκεια απορρόφησης ενός παλμού laser οι θερμοκρασίες T_e και T_l αλλάζουν σημαντικά με συνέπεια τόσο η ανακλαστικότητα, η οποία καθορίζει την απορροφούμενη πυκνότητα ενέργειας της ακτινοβολίας, όσο και ο συντελεστής απορρόφησης, ο οποίος καθορίζει το βάθος εναπόθεσης της απορροφούμενης ενέργειας, να μεταβάλλονται χρονικά.

Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία των συντελεστών απορρόφησης και ανάκλασης εισέρχονται μέσα στο ETTM μέσω της διηλεκτρικής συνάρτησης του μετάλλου. Σύμφωνα με το μοντέλο Drude-Lorentz [46, 47] η διηλεκτρική συνάρτηση ενός μετάλλου $\varepsilon(\omega)$ μπορεί να εκφραστεί ως εξής

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{f_0 \omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma_0)} + \sum_{j=1}^n \frac{f_j \omega_p^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma_j} \quad (2.18)$$

όπου ω_p η συχνότητα πλάσματος, Γ_0 η σταθερά απόσβεσης (damping), n ο αριθμός των ταλαντωτών με συχνότητα ω_j , σθένος f_j και χρόνο ζωής $1/\Gamma_j$ [48]. Η σταθερά απόσβεσης υπολογίζεται από τη σχέση (2.13) η οποία εξαρτάται από τις θερμοκρασίες T_e και T_l .

Η διηλεκτρική συνάρτηση μπορεί να διαχωριστεί σε δύο όρους: ο πρώτος όρος

$1 - \frac{f_0 \omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma_0)}$ περιλαμβάνει τα intraband φαινόμενα (ή φαινόμενα ελεύθερων ηλεκτρονίων) και περιγράφεται από το μοντέλο των ελεύθερων ηλεκτρονίων (μοντέλο

Drude). Ο δεύτερος όρος $\sum_{j=1}^n \frac{f_j \omega_p^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma_j}$ περιλαμβάνει τα interband φαινόμενα

(φαινόμενα δέσμιων ηλεκτρονίων).

Ο μιγαδικός δείκτης διάθλασης ενός υλικού, $N = n - ik$ [49], συνδέεται με τη διηλεκτρική συνάρτηση σύμφωνα με τη σχέση

$$\varepsilon(\omega) = [N(\omega)]^2 \quad (2.19)$$

Ξεχωρίζοντας το πραγματικό από το φανταστικό μέρος του δείκτη διάθλασης προκύπτει τελικά:

$$\begin{aligned}
n(\omega) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega) + \sqrt{\varepsilon_1^2(\omega) + \varepsilon_2^2(\omega)}}{2}} \\
\kappa(\omega) &= \sqrt{\frac{-\varepsilon_1(\omega) + \sqrt{\varepsilon_1^2(\omega) + \varepsilon_2^2(\omega)}}{2}}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

όπου $\varepsilon_1(\omega)$ και $\varepsilon_2(\omega)$ το πραγματικό και το φανταστικό μέρος, αντίστοιχα, της διηλεκτρικής συνάρτησης.

Για τον υπολογισμό της ανακλαστικότητας της επιφάνειας και του συντελεστή απορρόφησης τελικά χρησιμοποιούνται οι ακόλουθες εκφράσεις

$$\begin{aligned}
R(r, x=0, t) &= \frac{(1-n)^2 + \kappa^2}{(1+n)^2 + \kappa^2} \\
\alpha(r, x, t) &= \frac{2\omega\kappa}{c}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

Τελικά ο όρος πηγής που εισέρχεται στο ETTM διαμορφώνεται ως

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} U_{ee} \\ U_{eL} \end{Bmatrix} = \frac{2(1-R)\sqrt{\ln 2F}}{\sqrt{\pi}(h\nu)^2\tau_p} \int_0^t \left[\frac{1}{1 - \text{Exp}\left[-\frac{L}{\alpha^{-1} + \Lambda}\right]} \frac{1}{\alpha^{-1} + \Lambda} \right. \\ \left. \times \text{Exp}\left[-4 \ln 2 \left(\frac{t'-t_0}{\tau_p}\right)^2\right] \text{Exp}\left(-\int_0^x \frac{L}{\alpha^{-1} + \Lambda} dx'\right) \begin{Bmatrix} H_{ee}(t-t') \\ H_{eL}(t-t') \end{Bmatrix} \right] dt' \tag{2.22}$$

όπου $h\nu$ η ενέργεια του φωτονίου, Λ είναι το βαλλιστικό βάθος διείσδυσης χαρακτηριστικό για κάθε μέταλλο, $t_0 = -3\tau_p$ και H_{ee} και H_{eL} είναι συναρτήσεις που περιέχουν παραμέτρους για τη χρονική δημιουργία της μη-θερμικής κατανομής των

ηλεκτρονίων. Για μία πιο λεπτομερή περιγραφή των H_{ee} και H_{eL} μπορεί να ανατρέξει κάποιος στις αναφορές [28, 29]. Τελικά οι μετρούμενες αλλαγές στην ανακλαστικότητα υπολογίζονται μέσω των αλλαγών στο πραγματικό $\Delta\varepsilon_1$ και φανταστικό $\Delta\varepsilon_2$ μέρος της διηλεκτρικής συνάρτησης σύμφωνα με τη σχέση

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_1} \Delta\varepsilon_1 + \frac{\partial \ln R}{\partial \varepsilon_2} \Delta\varepsilon_2 \quad (2.23)$$

Ελαστικά κύματα σε ομοιογενή ιστροπικά υλικά

3.1. Ελαστική θεωρία

3.1.1. Η παραμόρφωση (strain)

Τα στερεά υλικά υπό την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων, υφίστανται παραμορφώσεις, π.χ. αλλάζουν σχήμα και όγκο [50, 51]. Οι παραμορφώσεις αυτές προέρχονται από τις μετατοπίσεις των ατόμων του στερεού και περιγράφονται μαθηματικά ως εξής: ας θεωρήσουμε ένα άτομο A, ενός στερεού του οποίου η θέση πριν την παραμόρφωση περιγράφεται από το διάνυσμα θέσης \vec{r} ενώ η θέση του ίδιου ατόμου A μετά την παραμόρφωση περιγράφεται από ένα νέο διάνυσμα θέσης \vec{r}' . Η ολική μετατόπιση του ατόμου A, λόγω της παραμόρφωσης, θα περιγράφεται [52] από το διάνυσμα μετατόπισης $\vec{u}(\vec{r})$

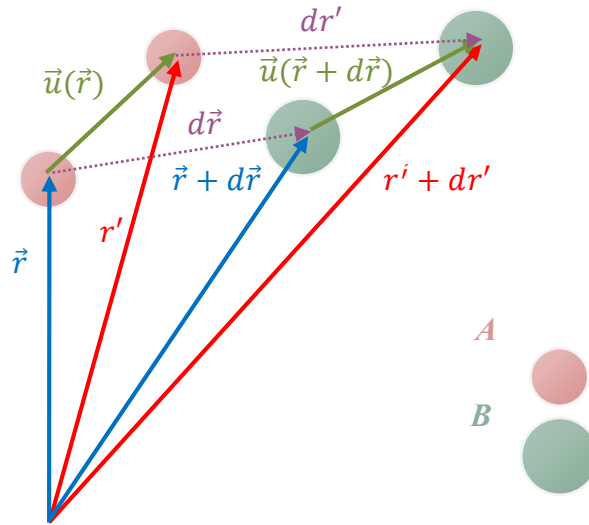
$$\vec{u}(\vec{r}) = \vec{r}' - \vec{r} \tag{3.1}$$

Οι συντεταγμένες του διανύσματος θέσης \vec{r}' είναι εν γένει συνάρτηση των συντεταγμένων του διανύσματος \vec{r} . Η γνώση του διανύσματος μετατόπισης $\vec{u}(\vec{r})$, καθορίζει πλήρως την παραμόρφωση του ατόμου.

Ας θεωρήσουμε τώρα δύο γειτονικά άτομα του ίδιου στερεού, A και B, τα οποία πριν την παραμόρφωση απέχουν απειροελάχιστη απόσταση $d\vec{r}$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1. Τα άτομα A και B περιγράφονται από τα διανύσματα θέσης \vec{r} και $\vec{r} + d\vec{r}$, αντίστοιχα (μπλε βέλη). Μετά την παραμόρφωση τα άτομα θα βρίσκονται σε νέα απόσταση $d\vec{r}'$ ενώ οι νέες θέσεις τους θα περιγράφονται από τα διανύσματα \vec{r}' και

$\vec{r}' + d\vec{r}'$, αντίστοιχα (κόκκινα βέλη). Μαθηματικά, οι νέες θέσεις των ατόμων A και B, μετά την παραμόρφωση, εκφράζονται αντίστοιχα

$$\begin{aligned}\vec{r}' &= \vec{r} + \vec{u}(\vec{r}) \\ \vec{r}' + d\vec{r}' &= (\vec{r} + d\vec{r}) + \vec{u}(\vec{r} + d\vec{r})\end{aligned}\quad (3.2)$$



Σχήμα 3.1: Η απόσταση δύο ατόμων A και B ενός στερεού, $d\vec{r}$ πριν την παραμόρφωση και $d\vec{r}'$ μετά την παραμόρφωση. Τα μπλε βέλη είναι τα αρχικά διανύσματα θέσης των ατόμων A και B πριν την παραμόρφωση, ενώ τα κόκκινα βέλη, μετά την παραμόρφωση. Η μετακίνηση του ατόμου A είναι $\vec{u}(\vec{r})$ ενώ η μετατόπιση του ατόμου B είναι $\vec{u}(\vec{r} + d\vec{r})$ όπως φαίνεται με τα πράσινα βέλη

Με αφαίρεση κατά μέλη των δύο εξισώσεων της σχέσης (3.2), προκύπτει η παραμόρφωση του στερεού

$$d\vec{r}' = d\vec{r} + \vec{u}(\vec{r} + d\vec{r}) - \vec{u}(\vec{r}) \Leftrightarrow \nabla \vec{u} = \frac{d\vec{r}' - d\vec{r}}{d\vec{r}} \quad (3.3)$$

Όπως προκύπτει από τη σχέση (3.3) το $\nabla\vec{u}$ εκφράζει το επι τις εκατό ποσοστό μεταβολής της απόστασης των ατόμων του στερεού, μετά την παραμόρφωση. Είναι δηλαδή ένα μέτρο της παραμόρφωσης που υφίσταται το στερεό.

Μαθηματικά, το $\nabla\vec{u}$ περιγράφεται από ένα 2^{ης} τάξης τανυστή, όπου οι συνιστώσες του είναι οι μερικές παραγώγοι της μετατόπισης των ατόμων ως προς τις συντεταγμένες της αρχικής διάταξης των ατόμων. Ο τανυστής μπορεί να χωριστεί σε ένα συμμετρικό και ένα αντισυμμετρικό κομμάτι. Για μικρές συνιστώσες του $\nabla\vec{u}$, το συμμετρικό μέρος του τανυστή ορίζει την παραμόρφωση ε_{ij} , ενώ το αντισυμμετρικό μέρος του τανυστή, ορίζει την περιστροφή (rotation). Η παραμόρφωση ε_{ij} , περιγράφεται από τον τανυστή

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Για ένα συνεχές στερεό μέσο, τα στοιχεία του τανυστή παραμόρφωσης ε_{ij} εκφράζουν τις ποσοστιαίες μετατοπίσεις των ατόμων του μέσου. Συγκεκριμένα, τα διαγώνια στοιχεία του τανυστή παραμόρφωσης προσδιορίζουν τις επιμέρους μετατοπίσεις του στερεού, στις τρεις κύριες διευθύνσεις x , y και z . Σε μία διεύθυνση, για παράδειγμα στην x , το στοιχείο παραμόρφωσης ε_{xx} εκφράζει την ποσοστιαία μετακίνηση του στερεού στη διεύθυνση x , όταν μόνο αυτή η παραμόρφωση υφίσταται στο στερεό. Γράφεται

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{dx' - dx}{dx} \quad (3.5)$$

Με ανάλογο τρόπο ορίζονται και τα υπόλοιπα στοιχεία παραμόρφωσης ε_{yy} και ε_{zz} . Υπό την επίδραση μόνο του ε_{xx} , το νέο μήκος x' του στερεού στη διεύθυνση x θα είναι $x' = (1 + \varepsilon_{xx})x$. Γενικότερα, η συνολική επίδραση και των τριών συνιστωσών παραμόρφωσης ε_{xx} , ε_{yy} και ε_{zz} σε ένα στερεό με αρχικό σχήμα ενός μοναδιαίου κύβου θα έχει ως αποτέλεσμα την παραμόρφωση του στερεού σε ορθογώνιο παραλληλεπίπεδο.

Τα μη διαγώνια στοιχεία του τανυστή παραμόρφωσης ϵ_{ij} προσδιορίζουν τις εγκάρσιες μετατοπίσεις (shear strains). Πιο συγκεκριμένα ορίζουν την αλλαγή της γωνίας, μεταξύ των αρχικά κάθετων αξόνων στο αρχικό σύστημα συντεταγμένων. Η επίδραση των εγκάρσιων μετατοπίσεων προκαλεί αλλαγή στο σχήμα αλλά όχι στον όγκο του στερεού, λόγω των αλλαγών των σχετικών διευθύνσεων των διανυσμάτων που αποτελούν την αρχική διάταξη.

Στην παρούσα εργασία θα μας απασχολήσουν μόνο μικρές παραμορφώσεις όπου μετά την απομάκρυνσή τους, το στερεό επανέρχεται στην αρχική του μορφή. Η συμπεριφορά αυτή ονομάζεται ελαστική και τα στερεά που την εμφανίζουν ονομάζονται ελαστικά στερεά. Ένα στερεό συμπεριφέρεται ελαστικά σε δυνάμεις που είναι μικρότερες από το όριο έντασης (yield strength) του στερεού υλικού.

3.1.2. Η τάση (stress)

Η αρχική διάταξη των ατόμων ενός στερεού πριν την παραμόρφωση αντιστοιχεί σε σταθερή θερμοκρασία, δηλαδή σε κατάσταση θερμικής ισορροπίας, ΘΙ. Όταν στο στερεό επιδράσει κάποια δύναμη, όπως προαναφέρθηκε, το στερεό υφίσταται παραμόρφωση και παύει να βρίσκεται σε κατάσταση ισορροπίας. Τότε, αναπτύσσονται εσωτερικές δυνάμεις που τείνουν να επαναφέρουν το σώμα στην αρχική κατάσταση ισορροπίας. Αυτές οι δυνάμεις ονομάζονται εσωτερικές τάσεις. Οι εσωτερικές τάσεις εμφανίζονται μόνο όταν το στερεό υφίσταται παραμόρφωση.

Οι δυνάμεις που δρουν εξωτερικά σε ένα στερεό χωρίζονται σε δύο κατηγορίες στις δυνάμεις που δρουν σε όλες τις επιμέρους μονάδες του στερεού και στις δυνάμεις που δρουν μόνο στην επιφάνεια του. Οι δυνάμεις που δρουν στην επιφάνεια του στερεού, διαδίδονται στο εσωτερικό του λόγω της αλληλεπίδρασης των ατόμων του. Η ολική δύναμη που δρα στην επιφάνεια ενός στερεού μπορεί να αναπαρασταθεί σαν ένα άθροισμα όλων των επιμέρους δυνάμεων που δρουν σε στοιχειώδεις επιφάνειες dS . Κάθε επιμέρους δύναμη dF που ασκείται σε μία στοιχειώδη επιφάνεια dS ορίζεται ως

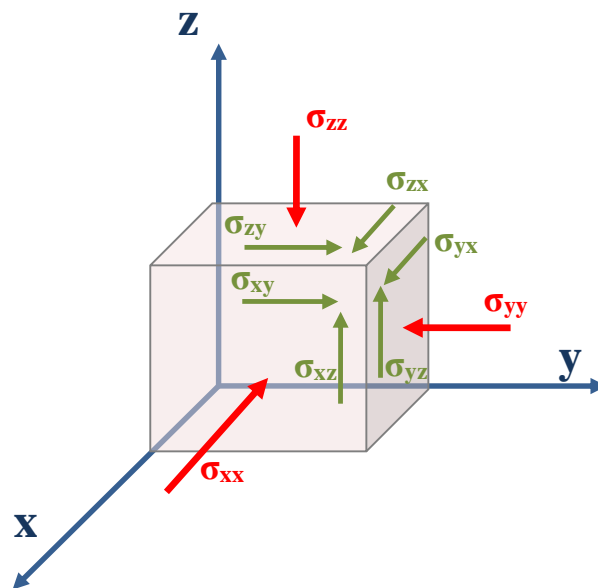
$$dF = \sigma_{ij}dS \quad (3.6)$$

όπου σ_{ij} ο τανυστής τάσης.

Ο τανυστής τάσης σ_{ij} είναι ένας $2^{\text{ης}}$ τάξης τανυστής, επίσης συμμετρικός. Τα στοιχεία του τανυστή τάσης, ορίζουν τις πιέσεις που ασκούνται στις διαφορετικές επιφάνειες ενός στερεού.

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

Συγκεκριμένα, τα διαγώνια στοιχεία σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} ορίζουν τις κάθετες στην επιφάνεια τάσεις κατά τις τρεις κύριες διευθύνσεις x , y και z . Τα υπόλοιπα έξι στοιχεία, ορίζουν τις εφαπτόμενες στην επιφάνεια τάσεις, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.2. Η μονάδα μέτρησης της τάσης ισοδυναμεί με τη μονάδα μέτρησης της πίεσης, δηλαδή το 1Pa στο Διεθνές Σύστημα Μονάδων.



Σχήμα 3.2: Οι κάθετες και εφαπτόμενες τάσεις που ασκούνται στην επιφάνεια ενός παραλληλεπίπεδου στερεού

Κατά την ελαστική παραμόρφωση η τάση είναι γραμμική συνάρτηση της παραμόρφωσης. Η γραμμική αυτή σχέση παύει να ισχύει κατά την πλαστική παραμόρφωση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3.



Σχήμα 3.3: Η σχέση τάσης-παραμόρφωσης

Η σχέση τάσης – παραμόρφωσης, η οποία είναι γνωστή ως συστατική σχέση, αποτελεί γενίκευση του γνωστού νόμου του Hook και ορίζεται ως

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (3.8)$$

όπου C_{ijkl} ο ελαστικός τανυστής, ο οποίος είναι ένας 4^{ης} τάξης τανυστής και περιέχει 81 στοιχεία. Τα στοιχεία του τανυστή C_{ijkl} ορίζουν τις διάφορες ελαστικές σταθερές του στερεού. Ειδικότερα στην περίπτωση που το στερεό είναι ισοτροπικό, δηλαδή οι ιδιότητές του δεν μεταβάλλονται προς τις διάφορες διευθύνσεις, όπως για παράδειγμα τα μέταλλα, ο ελαστικός τανυστής C_{ijkl} μειώνεται, με δύο μόνο ανεξάρτητα στοιχεία. Η γνώση επομένως δύο εκ των ελαστικών σταθερών, προσδιορίζει πλήρως τις ελαστικές ιδιότητες ενός ισοτροπικού στερεού. Η συστατική σχέση στην περίπτωση ισοτροπικού στερεού γράφεται

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (3.9)$$

όπου δ_{ij} ο τανυστής Kronecker και λ, μ δύο εκ των ελαστικών σταθερών του στερεού, οι οποίες ονομάζονται σταθερές του Lamé. Στον Πίνακα 3.1 φαίνονται οι σχέσεις που συνδέουν τις διάφορες ελαστικές σταθερές, για ένα ισοτροπικό ελαστικό στερεό.

Στην περίπτωση μετακίνησης των ατόμων του στερεού μόνο σε μία διεύθυνση π.χ. διεύθυνση x , η συστατική σχέση τάσης - παραμόρφωσης γράφεται ως

$$\sigma_{xx}(x) = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx}(x) \quad (3.10)$$

	B (Bulk modulus)	E (Young's modulus)	λ (σταθερά Lamé)	μ (σταθερά Lamé)	ν (λόγος Poisson)
(B,E)	B	E	$\frac{3B(3B-E)}{9B-E}$	$\frac{3BE}{9B-E}$	$\frac{3B-E}{6B}$
(λ,μ)	$\lambda + \frac{2}{3}\mu$	$\frac{\mu(3\lambda+2\mu)}{\lambda+\mu}$	λ	μ	$\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$
(B,ν)	B	$3B(1-2\nu)$	$\frac{3B\nu}{1+\nu}$	$\frac{3B(1-2\nu)}{2(1+\nu)}$	ν
(E,ν)	$\frac{E}{3(1-2\nu)}$	E	$\frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$	$\frac{E}{2(1+\nu)}$	ν

Πίνακας 3.1: Ελαστικές σταθερές και οι σχέσεις μεταξύ τους για ομοιογενή ισοτροπικά ελαστικά στερεά

Το άθροισμα $\lambda+2\mu$ ορίζει το διαμήκες μέτρο ελαστικότητας C_{11}

$$C_{11} = \lambda + 2\mu \quad (3.11)$$

Ενώ το μέτρο διάτμησης G_μ

$$G_\mu = \mu \quad (3.12)$$

Επίσης, ορίζεται το μέτρο κυβικής ελαστικότητας B (μέτρο bulk), το οποίο εκφράζει την αντίσταση του στερεού σε ομοιόμορφες συμπίεσεις (compressions) [53]

$$B = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (3.13)$$

Ενώ το μέτρο επιμήκους ελαστικότητας E (ή μέτρο του Young) το οποίο εκφράζει την ακαμψία ενός ισοτροπικού ελαστικού στερεού δίδεται από τη σχέση

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (3.14)$$

Και τέλος ο λόγος Poisson ν , ο οποίος είναι ο λόγος της πλευρικής παραμόρφωσης προς τη διαμήκη παραμόρφωση

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (3.15)$$

Εάν η μετακίνηση των ατόμων του στερεού γίνεται μόνο σε μία διεύθυνση, π.χ. διεύθυνση x , το παραγόμενο ελαστικό κύμα ονομάζεται διαμήκες ελαστικό κύμα. Η διαμήκης ταχύτητα του ελαστικού κύματος, v_L συνδέεται με τις σταθερές του Lamé και την πυκνότητα του μέσου ρ , σύμφωνα με τη σχέση

$$v_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}} \quad (3.16)$$

3.2. Η κυματική εξίσωση

Όταν μία εξωτερική πηγή, διαταράσσει τα πρώτα άτομα ενός ελαστικού μέσου, σχηματίζεται ένα μηχανικό κύμα το οποίο ταξιδεύει κατά μήκος του μέσου, από άτομο σε άτομο, με συγκεκριμένη ταχύτητα. Λόγω της διαταραχής αυτής, τα άτομα του μέσου μετατοπίζονται από τις αρχικές θέσεις ισορροπίας τους. Για μετατόπιση u των ατόμων του στερεού, η εξίσωση διάδοσης του μηχανικού-ελαστικού κύματος γράφεται [54]

$$\frac{1}{v_L^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla^2 u \quad (3.17)$$

όπου v_L η ταχύτητα διάδοσης του ελαστικού κύματος. Η εξίσωση (3.17) αποτελεί την κυματική εξίσωση ενός ελαστικού κύματος. Στην περίπτωση μετατόπισης των ατόμων του στερεού, σε μία διεύθυνση π.χ. διεύθυνση x , η κυματική εξίσωση σε μία διάσταση (1-D), γράφεται ως

$$\frac{1}{v_L^2} \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \nabla^2 u(x,t) \quad (3.18)$$

Τελικά η εξίσωση (3.18) με τη βοήθεια των εξισώσεων (3.5) και (3.16) γράφεται

$$\rho \frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} = \nabla \sigma_{xx} \quad (3.19)$$

Από την εξίσωση (3.19) μπορεί να υπολογιστεί το παραγόμενο ελαστικό κύμα σε ένα ομοιογενές, ελαστικό στερεό εφόσον είναι γνωστές οι εξωτερικές τάσεις.

3.3. Θερμική διαστολή

Η απορρόφηση Η/Μ ενέργειας από ένα ελαστικό στερεό έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη θερμικών τάσεων. Όπως έχει προαναφερθεί, το στερεό αποτελείται από τα άτομα συνδεδεμένα μεταξύ τους μέσω ελκτικών ηλεκτροστατικών δυνάμεων (μεταξύ των ηλεκτρονίων και των πυρήνων των ατόμων). Όταν το στερεό βρίσκεται σε κατάσταση ΘΙ, τα άτομα βρίσκονται σε συγκεκριμένες αποστάσεις μεταξύ τους. Η δυναμική ενέργεια $\phi(r)$ μεταξύ δύο ατόμων του στερεού μπορεί να περιγραφεί από το εμπειρικό δυναμικό Lennard-Jones σύμφωνα με τη σχέση

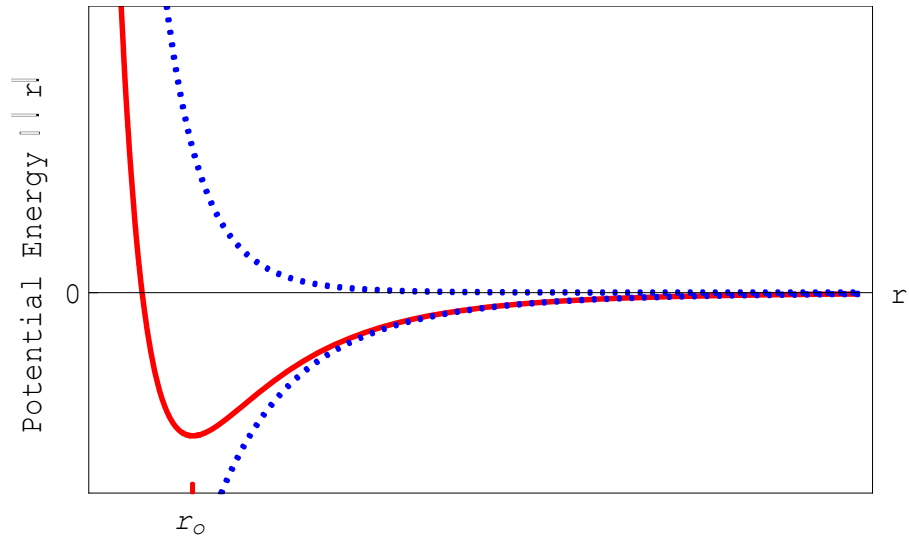
$$\phi(r) = 4A \left[\left(\frac{B}{r} \right)^{12} - \left(\frac{B}{r} \right)^6 \right] \quad (3.20)$$

όπου r η απόσταση των ατόμων του στερεού και A, B χαρακτηριστικές παράμετροι του στερεού. Στο Σχήμα 3.4 εικονίζεται το δυναμικό σαν συνάρτηση της απόστασης r των ατόμων. Τα άτομα του στερεού στην κατάσταση ΘΙ βρίσκονται μεταξύ τους σε απόσταση r_0 όπου ονομάζεται απόσταση ισορροπίας, η οποία αντιστοιχεί στην ελάχιστη ενέργεια. Αν τα άτομα, λόγω εξωτερικών δυνάμεων, βρεθούν σε απόσταση r μικρότερη της r_0 τότε τα άτομα απωθούνται ενώ αν βρεθούν σε απόσταση r μεγαλύτερη της r_0 , έλκονται, ώστε να επανέλθουν στην απόσταση ισορροπίας.

Η θερμοκρασία ενός στερεού είναι το αποτέλεσμα των κινήσεων των ατόμων που το αποτελούν. Η μέση κινητική ενέργεια των ατόμων συνδέεται με τη θερμοκρασία T , σύμφωνα με τη σχέση

$$\frac{1}{2} k_B T = \left\langle \frac{1}{2} m v^2 \right\rangle \quad (3.21)$$

όπου k_B η σταθερά Boltzmann και το $\langle \rangle$ δηλώνει τη μέση κινητική ενέργεια του συστήματος ατόμων.



Σχήμα 3.4: Δυναμική ενέργεια σαν συνάρτηση της απόστασης r των ατόμων του στερεού σύμφωνα με το εμπειρικό δυναμικό Lennard-Jones. Η r_0 αντιστοιχεί στην απόσταση ισορροπίας. Οι μπλε γραμμές εκφράζουν ξεχωριστά τους δύο όρους της εξίσωσης (3.20) ενώ η κόκκινη γραμμή εκφράζει συνολικά την εξίσωση (3.20)

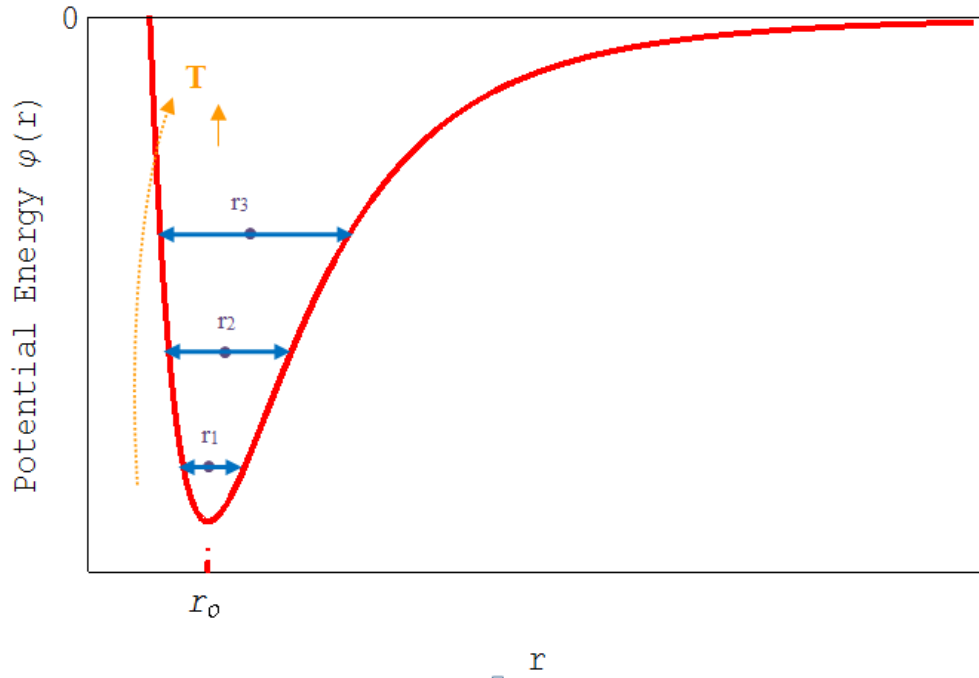
Τα άτομα του στερεού δεν κινούνται όλα με την ίδια ταχύτητα. Τα άτομα κινούνται σε μια περιοχή ταχυτήτων σύμφωνα με την κατανομή Maxwell-Boltzmann

$$f_{M-B}(v) = \sqrt{\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^3} 4\pi v^2 \text{Exp}\left[-\frac{mv^2}{2k_B T}\right] \quad (3.22)$$

όπου v η ταχύτητα του ατόμου.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.5, σε χαμηλή θερμοκρασία τα άτομα δονούνται γύρω από μία απόσταση ισορροπίας, r_1 . Παρέχοντας ενέργεια στο στερεό, αυξάνεται η θερμοκρασία του T , με αποτέλεσμα το πλάτος των ταλαντώσεων να αυξάνεται επίσης και τελικά τα άτομα του να δονούνται γύρω από μία νέα απόσταση ισορροπίας r_2 , μεγαλύτερη της r_1 . Όσο μεγαλύτερη η θερμοκρασία τόσο μεγαλύτερη η απόσταση ισορροπίας των δονούμενων ατόμων. Έτσι δημιουργείται η θερμική διαστολή του

στερεού. Όπως προκύπτει, η θερμική διαστολή είναι το αποτέλεσμα του ασυμμετρικού σχήματος της δυναμικής ενέργειας των ατόμων του στερεού.

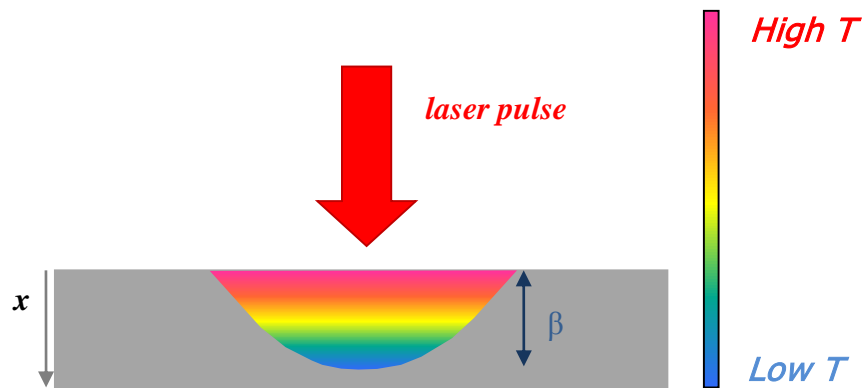


Σχήμα 3.5: Η θερμική διαστολή είναι το αποτέλεσμα του ασυμμετρικού σχήματος της δυναμικής ενέργειας των ατόμων του στερεού. Σε χαμηλή θερμοκρασία τα άτομα δονούνται γύρω από την απόσταση ισορροπίας r_1 . Καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία T , η απόσταση ισορροπίας των ατόμων αυξάνεται σε r_2 και r_3 αντίστοιχα.

3.4. Παραγωγή ελαστικών κυμάτων σε μέταλλα

Όταν ένα μεταλλικό φιλμ απορροφά ενέργεια από ένα παλμό laser που προσπίπτει πάνω στην ελεύθερη επιφάνεια του, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.6, προκαλείται μία αύξηση της θερμοκρασίας $\Delta T(x,t)$. Επειδή η απορρόφηση H/M ακτινοβολίας, για τα μέταλλα, λαμβάνει χώρα στο οπτικό βάθος διείσδυσης β , το οποίο είναι της τάξης των 10-20nm, η μεταβολή της θερμοκρασίας είναι τοπική και περιορισμένη σε εύρος όσο το οπτικό βάθος διείσδυσης. Η παραγόμενη αυτή βαθμίδα θερμοκρασίας, ∇T είναι κάθετη στην επιφάνεια (διεύθυνση x) και καθορίζεται από τις ιδιότητες του μετάλλου και τα χαρακτηριστικά της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η αύξηση της θερμοκρασίας, λόγω του ασυμμετρικού σχήματος της δυναμικής ενέργειας, οδηγεί τελικά στη μετακίνηση των

ατόμων του μεταλλικού πλέγματος, από τις αρχικές θέσεις ισορροπίας. Αυτό οδηγεί τελικά στη γένεση ενός ελαστικού κύματος το οποίο διαδίδεται μέσα στο υλικό. Η διάδοση του ακουστικού κύματος είναι κάθετη στην ακτινοβολούμενη επιφάνεια και συμβαίνει στη $+x$ και $-x$ κατεύθυνση. Ο μηχανισμός αυτός παραγωγής ακουστικών κυμάτων είναι γνωστός ως θερμοελαστικός μηχανισμός.



Σχήμα 3.6: Σχηματική αναπαράσταση της αύξησης της θερμοκρασίας, μέσα στο οπτικό βάθος διείσδυσης του μεταλλικού στερεού, κατά την απορρόφηση H/M ενέργειας από έναν υπερβραχί παλμό *laser*.

Στη συνέχεια της παραγράφου, υπολογίζεται η χωρική και χρονική μορφή του παραγόμενου ελαστικού κύματος, μέσω του θερμοελαστικού μηχανισμού, ακολουθώντας τη θεωρία του Thomsen [7]. Ας υποθέσουμε ότι ένας υπερβραχί παλμός *laser*, χρονοδιάρκειας τ_p και ενέργειας E_p προσπίπτει πάνω σε μία ελεύθερη επιφάνεια ενός μεταλλικού φιλμ, πάχους L . Ο παλμός μεταφέρεται από μία δέσμη *laser* εμβαδού S πάνω στην μεταλλική επιφάνεια. Επομένως, η πυκνότητα ενέργειας που εναποτίθεται πάνω στην επιφάνεια είναι $F = \frac{E_p}{S}$. Αν β είναι το οπτικό βάθος διείσδυσης του μετάλλου, τότε η ολική ενέργεια ανά μονάδα όγκου που εναποτίθεται είναι

$$W(x=0) = (1-R) \frac{F}{\beta} \quad (3.23)$$

όπου R η ανακλαστικότητα του μεταλλικού φιλμ για το κεντρικό μήκος κύματος της Η/Μ ακτινοβολίας. Επειδή η απορροφούμενη Η/Μ ενέργεια μειώνεται εκθετικά με το βάθος x του μετάλλου, η ολική ενέργεια ανά μονάδα όγκου μέσα στο φιλμ, σε βάθος x θα είναι

$$W(x) = (1-R) \frac{F}{\beta} e^{-\frac{x}{\beta}} \quad (3.24)$$

Η απορροφούμενη αυτή ενέργεια από το μέταλλο, προκαλεί μία αύξηση της θερμοκρασίας ισορροπίας του μετάλλου, ΔT_L , η οποία διαφέρει με το βάθος x

$$\Delta T_L(x) = \frac{W(x)}{c\rho} \quad (3.25)$$

όπου c η ειδική θερμοχωρητικότητα [σε J/Kg K] και ρ η πυκνότητα του μετάλλου.

Επειδή η μόνη δυνατή μετακίνηση των ατόμων του μεταλλικού στερεού είναι στη διεύθυνση x , το πρόβλημα μπορεί να περιοριστεί και να επιλυθεί σε μία διάσταση. Έτσι η παραμόρφωση και η τάση θα ορίζονται από τις εξισώσεις (3.5) και (3.10), αντίστοιχα. Η τάση είναι χωρικά ανομοιογενής, λόγω της εκθετικής εξάρτησης του προφίλ της απορροφούμενης ακτινοβολίας. Τελικά, υπό την παρουσία και βαθμίδας θερμοκρασίας και παραμόρφωσης, η τάση παίρνει τη μορφή

$$\sigma_{xx}(x) = \rho\nu_L^2 \varepsilon_{xx} - 3Ba\Delta T_L(x) \quad (3.26)$$

όπου B είναι το μέτρο κυβικής ελαστικότητας και a ο συντελεστής θερμικής διαστολής του μετάλλου. Λόγω της χωρικής ανομοιογένειας της τάσης, εμφανίζεται βαθμίδα τάσης

$\nabla \sigma_{xx}$. Έτσι, η εξίσωση κίνησης των ατόμων του μετάλλου, σχέση (3.19), μπορεί να λυθεί εισάγοντας την τάση από τη σχέση (3.26). Τελικά, η λύση της εξίσωσης κίνησης, με αρχικές συνθήκες $\varepsilon_{xx}(x, t=0) = 0$ και $\sigma_{xx}(x=0, t) = 0$ δίνει την παραγόμενη παραμόρφωση, η οποία έχει τη μορφή [7]

$$\varepsilon_{xx,static}(x, t) = (1 - R) \frac{Fa}{\beta c \rho} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \left[e^{-\frac{x}{\beta}} \left(1 - \frac{1}{2} e^{-\frac{v_L t}{\beta}} \right) - \frac{1}{2} e^{-\frac{|x - v_L t|}{\beta}} \text{Sign}(x - v_L t) \right] \quad (3.27)$$

όπου ν ο λόγος Poisson για το μέταλλο. Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι η λύση έχει εξαχθεί υπό τις ακόλουθες προϋποθέσεις:

α) το εμβαδόν S της ακτινοβολούμενης επιφάνειας είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος L του μεταλλικού φιλμ. Αυτό είναι πράγματι αληθές για τις πειραματικές συνθήκες της παρούσας διατριβής αφού το πάχος των μεταλλικών φιλμ είναι στην περιοχή από 12nm έως 180nm ενώ η διάμετρος της δέσμης laser είναι της τάξης των λίγων εκατοντάδων μm. Με αυτές τις προϋποθέσεις, η ΔT , το σ_{xx} και το ε_{xx} εξαρτώνται μόνο από το βάθος x μέσα στο υλικό και η εξίσωση κίνησης λύνεται σε μία διάσταση.

β) η αύξηση της θερμοκρασίας ισορροπίας ΔT πραγματοποιείται στιγμιαία και η τελική θερμοκρασία παραμένει σταθερή για τους μετέπειτα χρόνους.

Τελικά το παραγόμενο ελαστικό κύμα ταξιδεύει μέσα στο μέταλλο με ταχύτητα v_L . Όταν συναντάει μία ασυνέχεια, για παράδειγμα τη διεπιφάνεια δύο διαφορετικών υλικών, ένα μέρος του κύματος ανακλάται πίσω και φτάνει στην επιφάνεια του μεταλλικού φιλμ ενώ το υπόλοιπο μέρος του διαδίδεται μέσα στο δεύτερο υλικό. Το ποσοστό του ελαστικού κύματος που ανακλάται μπορεί να υπολογιστεί από τη διαφορά της ακουστικής εμπέδησης των δύο υλικών. Έτσι, αν Z_1, Z_2 είναι η ακουστική εμπέδηση του 1^{ου} και 2^{ου} υλικού αντίστοιχα, το ποσοστό του ελαστικού κύματος που θα ανακλαστεί θα δίδεται από το συντελεστή ανάκλασης r_{ac} του ελαστικού κύματος [50, 51]

$$r_{ac} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (3.28)$$

Ο συντελεστής ανάκλασης του ελαστικού κύματος ορίζεται με τρόπο ανάλογο όπως ορίζεται ο συντελεστής ανάκλασης ενός Η/Μ κύματος στη διεπιφάνεια δύο υλικών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης.

Έτσι, ο χαρακτηριστικός χρόνος από την παραγωγή του ελαστικού κύματος μέχρι τη στιγμή που επιστρέφει στην επιφάνεια του μετάλλου και ανιχνεύεται, μπορεί εύκολα να υπολογιστεί από τη γνώση της v_L και του πάχους L του μεταλλικού φιλμ, σύμφωνα με τη σχέση

$$\tau_{r1} = \frac{2L}{v_L} \quad (3.29)$$

Για μία πιο ολοκληρωμένη περιγραφή της γένεσης ελαστικών κυμάτων, εκτός από τον θερμοελαστικό μηχανισμό θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στο παραγόμενο ελαστικό κύμα. Η επίδραση των ηλεκτρονίων στο παραγόμενο ελαστικό κύμα λαμβάνει χώρα σε πολύ αρχικούς χρόνους, κατά την απορρόφηση της Η/Μ ακτινοβολίας. Όπως έχει προαναφερθεί η απορρόφηση ενός υπερβραχέως παλμού laser από ένα μεταλλικό φιλμ οδηγεί σε αρχικούς χρόνους (μερικών δεκάδων-εκατοντάδων femtoseconds), από μικροσκοπικής πλευράς, σε μία κατάσταση μη θερμοδυναμικής ισορροπίας, μεταξύ ηλεκτρονίων και φωνονίων μέσα στο στερεό. Υπό συνθήκες μη ΘΙ, τα ηλεκτρόνια μεταφέρουν την ενέργεια τους στο πλέγμα μέσω συγκρούσεων, ενώ παράλληλα μπορούν να διαχυθούν, λόγω της θερμικής τους αγωγιμότητας, βαθιά μέσα στο μέταλλο. Σε περίπτωση που τα ηλεκτρόνια διαχυθούν σε αποστάσεις μεγαλύτερες από το οπτικό βάθος διείσδυσης, π.χ. βαλλιστικό βάθος διείσδυσης, πριν χάσουν την ενέργεια τους, τότε ο παραγόμενος ελαστικός παλμός που θα προκύψει θα είναι χρονικά πιο πλατύς. Εάν το σύστημα ηλεκτρονίων και πλέγματος βρίσκεται σε κατάσταση ΘΙ τότε η εξίσωση (3.10) ανάγεται στην εξίσωση (3.26).

Σύμφωνα με το μοντέλο του Thomsen [7], για τον υπολογισμό του παραγόμενου ελαστικού κύματος μέσα στο μέταλλο, ακόμη και σε συνθήκες μη ΘΙ, θα πρέπει να συνυπολογιστεί η συνεισφορά τόσο των ηλεκτρονίων όσο και των φωνονίων του μετάλλου στην παραγόμενη τάση. Η συνολική τάση θα γράφεται τώρα [7]

$$\sigma_{ij_{total}} = \sigma_e + \sigma_{ph} = \sum_{\vec{k}} \Delta n_e(\vec{k}) \frac{\partial E_k}{\partial \varepsilon_{ij}} + \sum_{\vec{q}} \Delta n_{ph}(\vec{Q}) \hbar \frac{\partial \omega_Q}{\partial \varepsilon_{ij}} \quad (3.30)$$

όπου σ_e και σ_{ph} οι τάσεις λόγω ηλεκτρονίων και φωνονίων, αντίστοιχα. Επίσης $\Delta n_e(k)$ και $\Delta n_{ph}(Q)$ είναι η αλλαγή της συνάρτησης κατανομής των ηλεκτρονίων και φωνονίων από τον οπτικό παλμό, αντίστοιχα, E_k η ενέργεια ενός ηλεκτρονίου με κυματόνυσμα k , ω_Q η συχνότητα ενός φωνονίου με κυματόνυσμα Q και $\frac{\partial E_k}{\partial \eta_{ij}}$ το δυναμικό παραμόρφωσης

(deformation potential). Οι αλλαγές που πραγματοποιούνται στις κατανομές των ηλεκτρονίων και φωνονίων του μετάλλου, από έναν υπερβραχή παλμό laser, δημιουργούν την παραγόμενη τάση που περιγράφεται από τη σχέση (3.30). Η συνεισφορά των φωνονίων στην τάση, σ_{ph} , είναι η ίδια όπως και στο θερμοελαστικό μηχανισμό και υπολογίζεται από τη σχέση (3.26).

Η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στον παραγόμενο ελαστικό παλμό, προκύπτει πολύ μικρότερη από την συνεισφορά των φωνονίων, σε μεγάλους χρόνους λόγω της μικρότερης θερμοχωρητικότητας των ηλεκτρονίων [7]. Έτσι η συνεισφορά των ηλεκτρονίων στον τελικό ελαστικό παλμό μπορεί να παραληφθεί. Γενικότερα, ανάλογα με το υπο μελέτη υλικό, το μέγεθος και το πρόσημο των σ_e και σ_{ph} μπορεί να διαφέρει σημαντικά.

Τελικά, η παραγόμενη παραμόρφωση, προκαλεί αλλαγές στη διηλεκτρική συνάρτηση του μετάλλου. Όπως περιγράφεται στο μοντέλο του Thomsen η νέα διηλεκτρική συνάρτηση μπορεί να γραφεί ως

$$\varepsilon + \Delta\varepsilon(x,t) \quad (3.31)$$

όπου ε η διηλεκτρική σταθερά του μετάλλου χωρίς παραμόρφωση και $\Delta\varepsilon(x,t)$ η αλλαγή στη διηλεκτρική συνάρτηση παρουσία παραμόρφωσης. Ομοίως, ο δείκτης διάθλασης $N=n-i\kappa$, μπορεί να γραφεί ως

$$\varepsilon = N^2 = (n-i\kappa)^2 \quad (3.32)$$

Τελικά, οι αλλαγές στο πραγματικό (n) και φανταστικό (κ) μέρος του δείκτη διάθλασης του μέσου λόγω της παραμόρφωσης μπορούν να περιγραφούν ως

$$\begin{aligned} \Delta n(x,t) &= \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{xx}} \varepsilon_{xx}(x,t) \\ \Delta \kappa(x,t) &= \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{xx}} \varepsilon_{xx}(x,t) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Οι αλλαγές στο δείκτη διάθλασης ενός μεταλλικού υλικού μπορούν να μετρηθούν πειραματικά καταγράφοντας την ανακλαστικότητα της επιφάνειας του μετάλλου. Στο λεπτό μεταλλικό στρώμα όπου απορροφάται ο παλμός laser, αλλάζει η διηλεκτρική συνάρτηση του υλικού και επομένως παρατηρείται αλλαγή της ανακλαστικότητας. Ο υπολογισμός της αλλαγής της ανακλαστικότητας $\Delta R(x=0,t)$ λόγω του strain παλμού υπολογίζεται λύνοντας τις εξισώσεις του Maxwell μέσα στο μέταλλο, συμπεριλαμβάνοντας τις αλλαγές στη διηλεκτρική συνάρτηση, λόγω του strain παλμού

$$\Delta\varepsilon(x,t) = 2(n+i\kappa) \left\{ \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{xx}} + i \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{xx}} \right\} \varepsilon_{xx}(x,t) \quad (3.34)$$

όπου $\Delta\varepsilon(x,t)$ η αλλαγή στη διηλεκτρική συνάρτηση και $\varepsilon_{xx}(x,t)$ το strain.

Η λύση οδηγεί τελικά [7]

$$\Delta R(x=0, t) = \int_0^{\infty} f(x) \varepsilon_{xx}(x, t) dx \quad (3.35)$$

όπου $f(x)$ είναι η συνάρτηση ευαισθησίας, η οποία καθορίζει πως η παραμόρφωση, σε διαφορετικά βάθη μέσα στο υλικό, συνεισφέρει στην αλλαγή της ανακλαστικότητας.

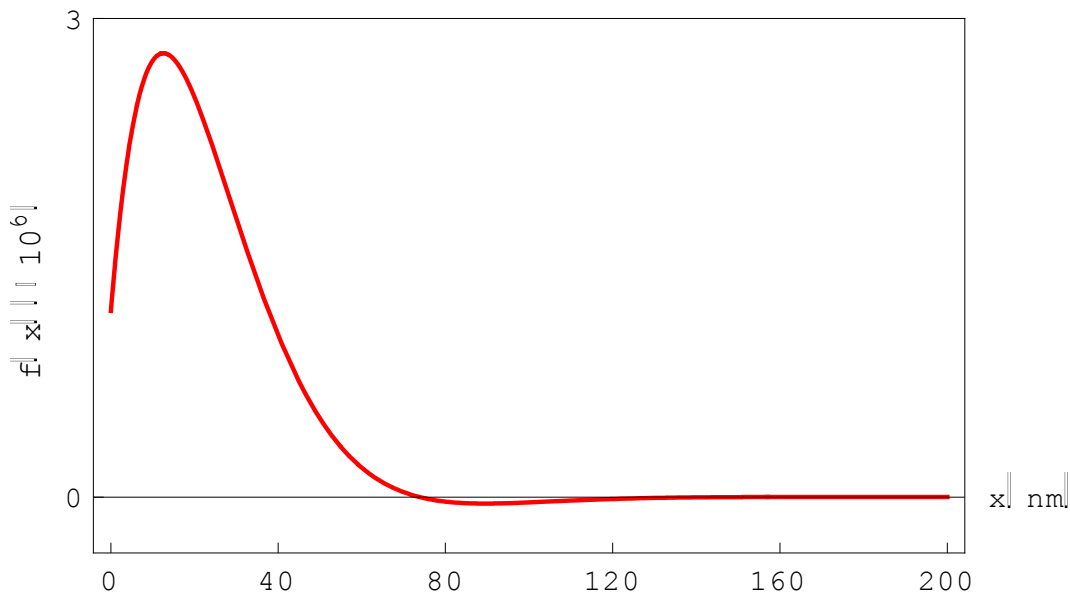
Αναλυτικότερα η συνάρτηση ευαισθησίας δίνεται

$$f(x) = f_o e^{-\frac{x}{\beta}} \left\{ \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{xx}} \text{Sin} \left[\frac{4\pi n x}{\lambda_o} - \phi \right] + \frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{xx}} \text{Cos} \left[\frac{4\pi n x}{\lambda_o} - \phi \right] \right\}$$

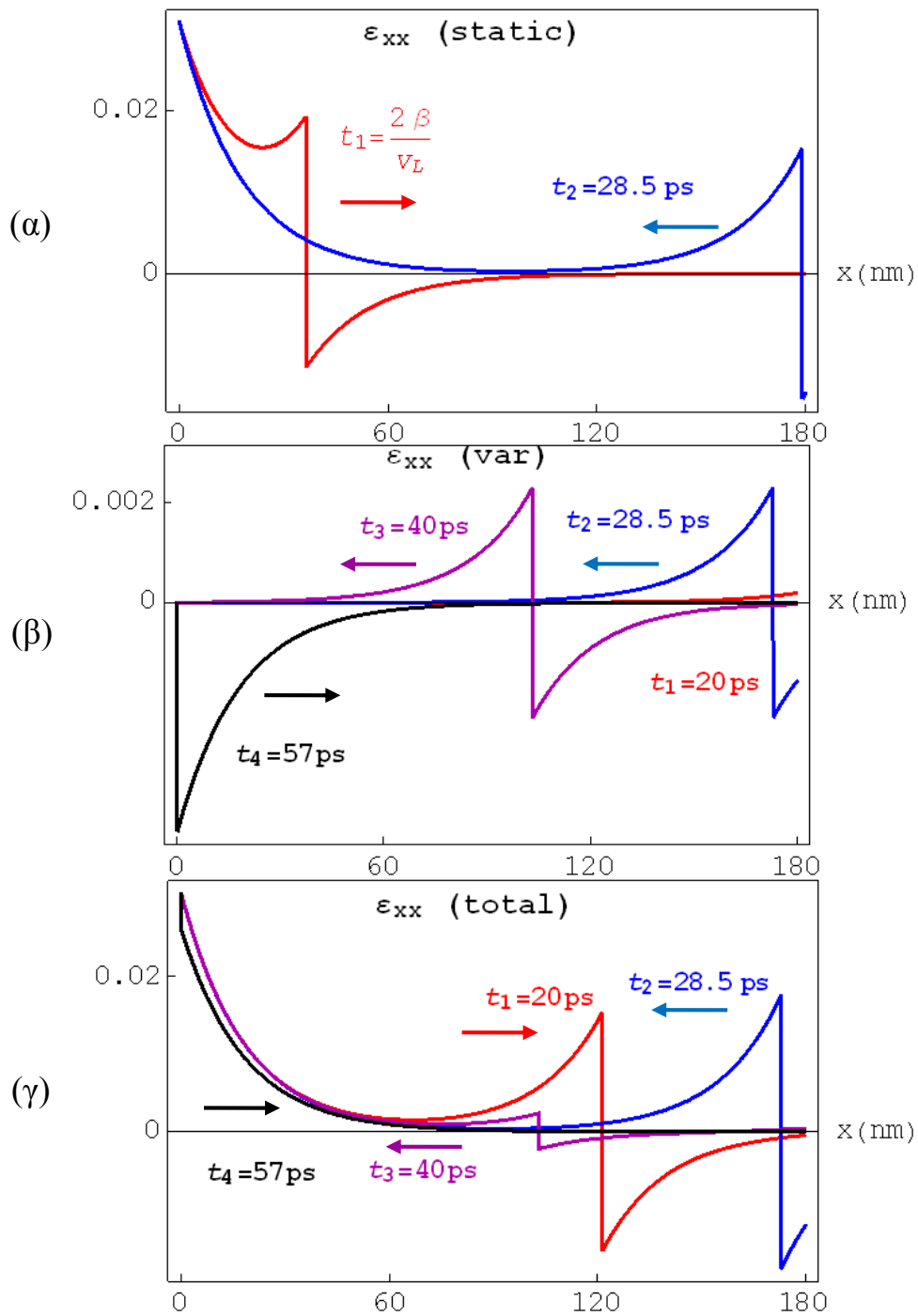
$$f_o = 8 \frac{\omega [n^2 (n^2 + \kappa^2 - 1)^2 + \kappa^2 (n^2 + \kappa^2 + 1)^2]^{1/2}}{c [(n+1)^2 + \kappa^2]^2} \quad (3.36)$$

$$\tan \phi = \frac{\kappa (n^2 + \kappa^2 + 1)}{n (n^2 + \kappa^2 - 1)}$$

Στο Σχήμα 3.7 φαίνεται η υπολογισμένη συνάρτηση ευαισθησίας $f(x)$ για ένα φιλμ Τι πάχους $L=180\text{nm}$, για κεντρικό μήκος κύματος ακτινοβολίας $\lambda_o=0.8\mu\text{m}$.



Σχήμα 3.7: Η υπολογισμένη συνάρτηση ευαισθησίας $f(x)$, σύμφωνα με τη σχέση (3.36) για το φιλμ Τι πάχους $L=180\text{nm}$, σαν συνάρτηση του βάθους x μέσα στο μεταλλικό φιλμ. Το κεντρικό μήκος κύματος της ακτινοβολίας είναι $\lambda_o=0.8\mu\text{m}$.



Σχήμα 3.8: Ο υπολογισμένος strain παλμός σαν συνάρτηση της διεύθυνσης διάδοσης x μέσα στο μεταλλικό φιλμ Ti πάχους 180nm. Αναλυτικά α) το στατικό μέρος β) το χρονοεξαρτώμενο και γ) το ολικό strain

Το strain $\varepsilon_{xx}(x,t)$ αποτελείται από δύο μέρη: το στατικό strain λόγω θερμικής διαστολής το οποίο δίνεται από τη σχέση (3.27) και το χρονικά μεταβαλλόμενο strain λόγω του διαδιδόμενου ελαστικού κύματος. Η παραμόρφωση λόγω του διαδιδόμενου ελαστικού κύματος δίνεται από τη σχέση

$$\varepsilon_{xx\text{var}}(x,t) = (1-R) \frac{Fa}{\beta c \rho} \frac{1+\nu}{1-\nu} r_{ac} \left[\frac{1}{2} e^{\frac{-|z+\nu_L t|}{\beta}} \text{Sign}(z+\nu_L t) + \frac{1}{2} e^{\frac{-|z-\nu_L t|}{\beta}} \text{Sign}(z-\nu_L t) \right] \quad (3.37)$$

όπου r_{ac} ο συντελεστής ανάκλασης του ελαστικού κύματος στη διεπιφάνεια μετάλλου – υποστρώματος.

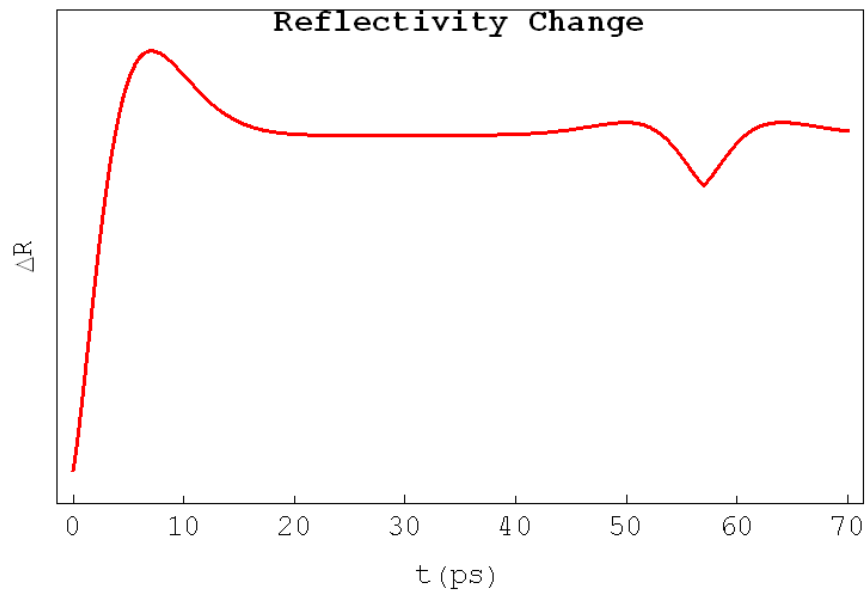
Το ολικό παραγόμενο strain θα δίνεται από το άθροισμα της (3.27) και της (3.37). Στο Σχήμα 3.8, φαίνονται το στατικό strain λόγω της θερμικής διαστολής (Σχ.3.8 (α)), το χρονοεξαρτώμενο κομμάτι του strain λόγω του διαδιδόμενου ελαστικού κύματος (Σχ.3.8 (β)) και το συνολικό strain (Σχ.3.8 (γ)), σαν συνάρτηση της διεύθυνσης διάδοσης x του ελαστικού κύματος, όπως υπολογίστηκαν για ένα φιλμ Ti πάχους $L=180\text{nm}$ και κεντρικού μήκους κύματος ακτινοβολίας $\lambda_o=0.8\mu\text{m}$.

Το στατικό strain, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.8 (α), αποτελείται από ένα σταθερό, ανεξάρτητο του χρόνου μέρος, στην περιοχή της επιφάνειας ($x=0$). Για χρόνους που αντιστοιχούν στο χρόνο άφιξης του ελαστικού κύματος στην πίσω πλευρά του φιλμ, $t_2=28.5\text{ps}$, φαίνεται ότι ο παλμός διαδίδεται κατά μήκος της διεύθυνσης x με την ταχύτητα ν_L . Ας σημειωθεί ότι στον υπολογισμό αυτό δεν συμπεριλαμβάνεται η ανάκλαση του ελαστικού κύματος στη διεπιφάνεια μετάλλου-υποστρώματος.

Στο Σχήμα 3.8 (β) φαίνεται ότι σε χρόνους μικρότερους από 20ps , το χρονοεξαρτώμενο μέρος του strain δεν έχει ακόμη δημιουργηθεί, ενώ σε $t_1=20\text{ps}$ μόλις που αρχίζει να δημιουργείται (κόκκινη γραμμή). Σε χρόνο $t_2=28.5\text{ps}$ το strain έχει δημιουργηθεί και κατευθύνεται προς την πρόσθια επιφάνεια του φιλμ. Σε μεταγενέστερη χρονική στιγμή, $t_3=40\text{ps}$, ο ελαστικός παλμός εξακολουθεί να κατευθύνεται προς την επιφάνεια. Τέλος τη χρονική στιγμή $t_4=57\text{ps}$ που αντιστοιχεί στον χαρακτηριστικό χρόνο τ_t , για το φιλμ Ti πάχους 180nm , ο ελαστικός παλμός έχει φτάσει στην πρόσθια επιφάνεια και αρχίζει να ταξιδεύει ξανά προς την πίσω επιφάνεια. Αξίζει να σημειωθεί

εδώ ότι το ανακλώμενο από την πίσω επιφάνεια, ελαστικό κύμα (μωβ γραμμή) έχει το ίδιο σχήμα με το διαδιδόμενο, επειδή ο συντελεστής ανάκλασης έχει ληφθεί αρνητικός (θεωρήθηκε ως υπόστρωμα το Si). Στην περίπτωση όπου ο συντελεστής ανάκλασης ήταν θετικός το ανακλώμενο ελαστικό κύμα θα προέκυπτε αντεστραμμένο σε σχέση με το διαδιδόμενο.

Στο Σχήμα 3.8 (γ) φαίνεται το ολικό παραγόμενο strain το οποίο σε αρχικούς χρόνους οφείλεται στη θερμική διαστολή της επιφάνειας του φιλμ ενώ σε μεταγενέστερους χρόνους π.χ. $t_3=40ps$ το ανακλώμενο strain έχει πλάτος μόλις 15% του διαδιδόμενου strain. Αντικαθιστώντας στη συνέχεια το ολικό strain στη σχέση (3.35), προκύπτει η αλλαγή της ανακλαστικότητας της επιφάνειας ($x=0$) του φιλμ, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.9. Η σχέση αυτή αγνοεί το φαινόμενο της θερμικής διάχυσης που θα είχε σαν αποτέλεσμα τη χρονική διαπλάτυνση του ακουστικού παλμού.



Σχήμα 3.9: Η υπολογισμένη αλλαγή της ανακλαστικότητας ΔR στην επιφάνεια ενός φιλμ Ti πάχους 180nm, σύμφωνα με το μοντέλο του Thomsen. Η αλλαγή της ανακλαστικότητας αποτελείται από μία σχετικά γρήγορη αύξηση σε αρχικούς χρόνους $<10ps$ και το αποτύπωμα της επιστροφής του ακουστικού παλμού στην επιφάνεια, σε χρόνο 57ps

Η θεωρία του Thomsen είναι κατάλληλη για την πρόβλεψη τόσο του σχήματος όσο και του χωρικού εύρους (διαπλάτυνση) του παραγόμενου ακουστικού κύματος, στην περίπτωση μετάλλων όπως στο Ti όπου η διάχυση των ηλεκτρονίων λαμβάνει χώρα στο οπτικό βάθος διείσδυσης. Στην περίπτωση των ευγενών (noble) μετάλλων, π.χ. Au, Ag όπου σε πολύ αρχικούς χρόνους (μερικών δεκάδων-εκατοντάδων femtoseconds) τα ηλεκτρόνια κινούνται βαλλιστικά σε αποστάσεις μεγαλύτερες του οπτικού βάθους διείσδυσης, ο παραγόμενος ελαστικός παλμός προκύπτει σημαντικά διαπλατυσμένος. Στην περίπτωση αυτή, για την ακριβή εξαγωγή του παραγόμενου ελαστικού παλμού απαιτείται ο υπολογισμός της θερμοκρασιακής κατανομής μέσω του Μοντέλου των δύο θερμοκρασιών [10]. Το σχήμα του παραγόμενου ακουστικού παλμού εξαρτάται από τις φωτοελαστικές σταθερές του στερεού και πιο συγκεκριμένα από το λόγο τους, όπως προκύπτει και από τη σχέση (3.36). Στις περισσότερες περιπτώσεις στερεών, οι σταθερές αυτές δεν είναι γνωστές. Έτσι, μία προσαρμογή της σχέσης (3.36), στα πειραματικά αποτελέσματα μετρήσεων της ανακλαστικότητας, με ρυθμιζόμενες παραμέτρους τις φωτοελαστικές σταθερές, μπορεί να οδηγήσει στην εξαγωγή των φωτοελαστικών σταθερών [7]. Αυτό έχει γίνει στην περίπτωση του Ti όπως περιγράφεται αναλυτικά στην παράγραφο 5.8 της παρούσας διατριβής.

3.5. Σκέδαση Brillouin

Όπως είδαμε, κατά την ακτινοβολήση ενός μεταλλικού φιλμ από έναν υπερβραχή παλμό laser δημιουργείται ένα ελαστικό κύμα, το οποίο ταξιδεύει κατά τη διεύθυνση του πάχους του φιλμ και ένα μέρος του περνάει και διαδίδεται μέσα στο υπόστρωμα, Si. Το κύμα φωτός που εισχωρεί στο υλικό, σκεδάζεται από τα μέγιστα της πυκνότητας ή από το πλάτος του ακουστικού φωνονίου του στερεού. Η αλληλεπίδραση των φωτονίων της H/M ακτινοβολίας με τα θερμικά παραγόμενα ακουστικά φωνόνια των στερεών υλικών αναφέρεται ως ανελαστική σκέδαση Brillouin. Οι μετρήσεις σκεδάσεων Brillouin επιτρέπουν την εξαγωγή της ταχύτητας των ελαστικών κυμάτων καθώς και τον υπολογισμό των ελαστικών σταθερών των υλικών.

Η κλασική θεωρία της σκέδασης φωτός από στερεά υλικά αναπτύχθηκε από τους Einstein και Smoluchowski [55, 56] θεωρώντας το στερεό διαιρεμένο σε μικρά στοιχεία όγκου, αρκετά μεγάλα ώστε να περιέχουν αρκετά μόρια αλλά ταυτόχρονα μικρής διάστασης, μικρότερης συγκριτικά με το μήκος κύματος της Η/Μ ακτινοβολίας (προσέγγιση συνεχούς μέσου). Έτσι, ένα προσπίπτον Η/Μ κύμα επάγει μία διπολική ροπή σε κάθε στοιχείο όγκου, το οποίο με τη σειρά του γίνεται η πηγή της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας.

Ας θεωρήσουμε το προσπίπτον Η/Μ κύμα σαν ένα επίπεδο κύμα με πλάτος E_o , γωνιακή συχνότητα ω_i και κυματάνυσμα k_i που μαθηματικά εκφράζεται ως

$$E_i(r,t) = E_o \exp(i(k_i r - \omega_i t)) \quad (3.38)$$

Σε μεγάλη απόσταση R από τον σκεδάζοντα όγκο, το σκεδαζόμενο ηλεκτρικό πεδίο, $E_s(r,t)$ μπορεί να εξαχθεί από τις λύσεις των εξισώσεων Maxwell [57]. Από αυτές, προκύπτει ότι το σκεδάζων κυματάνυσμα q ορίζεται από τη διαφορά του προσπίπτοντος k_i και του σκεδαζόμενου κυματάνυσματος k_s

$$q = k_i - k_s \quad (3.39)$$

Η γωνία μεταξύ k_i και k_s ονομάζεται γωνία σκέδασης θ .

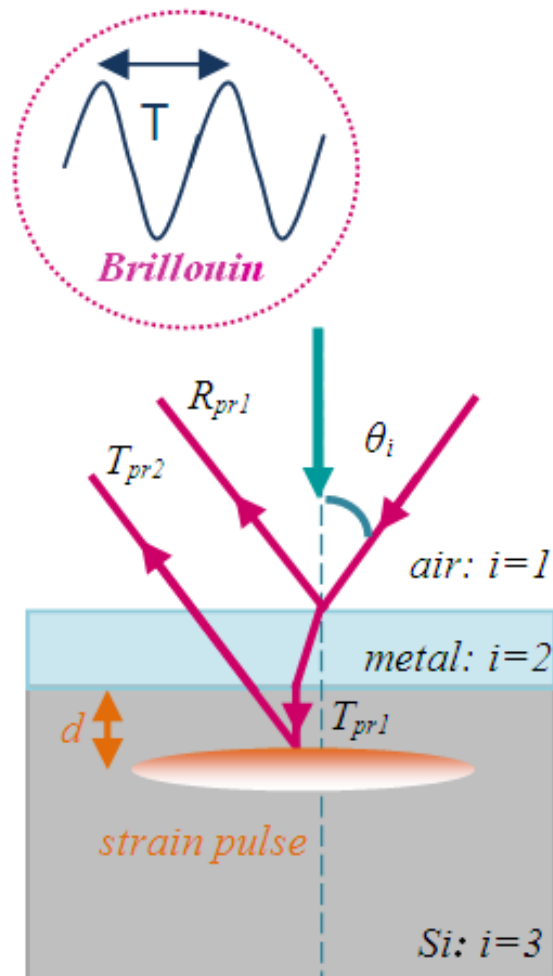
Ο μηχανισμός σκέδασης προέρχεται από τις διακυμάνσεις του ελαστικού κύματος (ελαστο-οπτικός μηχανισμός σκέδασης) μέσα στο στερεό μέσο, οι οποίες προκαλούν διακυμάνσεις στη διηλεκτρική συνάρτηση του μέσου και επομένως διακυμάνσεις στο δείκτη διάθλασης. Αυτές οι οπτικές ανομοιογένειες του μέσου οδηγούν σε ανελαστική σκέδαση του φωτός καθώς αυτό περνάει διαμέσου του υλικού. Τα φωνόνια του στερεού μέσου, κινούνται με μικρά πλάτη, δημιουργώντας διακυμάνσεις στη διηλεκτρική συνάρτηση, οι οποίες φαίνονται σαν ένα κινούμενο φράγμα περίθλασης για το προσπίπτον Η/Μ κύμα. Έτσι η σκέδαση Brillouin μπορεί να εξηγηθεί από τη βασική ιδέα της ανάκλασης Bragg, όπως φαίνεται σχηματικά στο Σχήμα 3.10.

Σύμφωνα με το νόμο του Bragg η απόσταση d του φράγματος περίθλασης μπορεί να εκφραστεί σαν συνάρτηση της γωνίας θ και του μήκους κύματος μέσα στο υλικό,

$\lambda = \frac{\lambda_o}{n_{Si}}$ όπου λ_o το μήκος κύματος του φωτός στο κενό και n_{Si} ο οπτικός δείκτης

διάθλασης του Si. Η οπτική διαφορά δρόμου μεταξύ δύο διαδοχικών μεγίστων πρέπει να είναι ίση με το μήκος κύματος (ενισχυτική συμβολή μεταξύ δεσμών R_{pr1} και T_{pr2})

$$\frac{\lambda_o}{n_{Si}} = 2d \cos \theta \quad (3.40)$$



Σχήμα 3.10: Σχηματικό διάγραμμα παραγωγής της σκέδασης Brillouin

Όμως το ελαστικό κύμα μέσα στο Si ταξιδεύει με την ταχύτητα του ήχου v_{Si} επομένως η απόσταση d που διανύει μπορεί να γραφτεί ως

$$d = v_{Si} T_{Br} \quad (3.41)$$

όπου T_{Br} ο χαρακτηριστικός χρόνος Brillouin. Η γωνία διάθλασης της H/M ακτινοβολίας στο Si προκύπτει $\sim 10^\circ$ από το νόμο του Snell, αλλά λόγω της μικρής τιμής της λαμβάνεται μηδενική, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.10.

Έτσι ο χρόνος Brillouin προκύπτει συνδιάζοντας τις σχέσεις (3.40) και (3.41)

$$T_{Br} = \frac{\lambda_o}{2n_{Si}v_{Si} \cos \theta} \quad (3.42)$$

Όπως προκύπτει, ο T_{Br} εξαρτάται από τις οπτικές-ελαστικές ιδιότητες του Si καθώς και από το μήκος κύματος της οπτικής ακτινοβολίας. Η σκέδαση Brillouin στο καταγραφόμενο σήμα της ανακλαστικότητας, αποτελεί μία ακουστική συνεισφορά από το υπόστρωμα Si.

Πειραματικές Μεθοδολογίες μέτρησης ακουστικών τάσεων παραγόμενων από υπερβραχείς παλμούς laser σε διαστρωματωμένα υλικά

4.1. Η femtosecond πηγή laser

Η πηγή laser που χρησιμοποιήθηκε για τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων της παρούσας διατριβής, είναι ένα 10-διελεύσεων Ti:Sapphire ενισχυμένο εμπορικό σύστημα laser (FEMTOPOWER compact PRO - FEMTOLASERS). Το σύστημα laser εκπέμπει παλμούς με ρυθμό επανάληψης 1kHz, μέγιστης ενέργειας $\sim 2\text{mJ}$ /παλμό, κεντρικού μήκους κύματος $\lambda=795\text{nm}$ και χρονοδιάρκειας 30-35fs (Full Width Half Maximum - FWHM). Αναλυτικότερα, το Ti:Sapphire σύστημα laser αποτελείται από τον Ti:Sapphire ταλαντωτή και ένα 10-διελεύσεων σύστημα ενίσχυσης laser, του οποίου η αρχή λειτουργίας βασίζεται στην τεχνική Chirped Pulse Amplification (CPA).

Ο ταλαντωτής αποτελείται από το ενεργό υλικό (κρύσταλλος Ti:Sapphire), τα διχροϊκά κοίλα κάτοπτρα διασποράς για την οπτική κοιλότητα, ένα συγκλίνοντα φακό για την εστίαση της δέσμης άντλησης και πλήθος κατόπτρων για την καθοδήγηση της δέσμης μέσα και έξω από την κοιλότητα (FEMTOSOURCE SYNERGY - FEMTOLASERS). Η άντληση του ταλαντωτή γίνεται από ένα συνεχές, frequency-doubled, Nd:YVO₄ laser (532nm). Μία μονάδα ψύξης, με σταθερή ροή νερού, η οποία συνδέεται με τον ψύκτη του laser άντλησης, απομακρύνει τη θερμότητα από τον κρύσταλλο και ρυθμίζει τη θερμοκρασία του νερού στους 18-20°C. Η οπτική κοιλότητα αποτελείται από ειδικά σχεδιασμένα χαμηλής φασματικής διασποράς κάτοπτρα για έλεγχο της διασποράς της ομαδικής καθυστέρησης (Group Delay Dispersion (GDD)) μέσα στην οπτική κοιλότητα καθώς επίσης και χαμηλής διασποράς $\lambda/4$ κάτοπτρα για την εισαγωγή της δέσμης στην κοιλότητα και την εξαγωγή του εγκλειδομένου (mode-locked) παλμού έξω από την κοιλότητα. Μία μικρή διαταραχή στην απόσταση των κατόπτρων

της κοιλότητας είναι ικανή για δράση εγκλειδομένου ρυθμού mode-locking (self mode-locking). Ένα σχηματικό διάγραμμα του ταλαντωτή φαίνεται στο Σχήμα 4.1. Η έξοδος του ταλαντωτή τελικά παρέχει φασματικού εύρους (~100nm) παλμούς laser, με ρυθμό επανάληψης 76MHz, κεντρικού μήκους κύματος $\lambda_o=795\text{nm}$, μέσης ισχύος 500mW και χρονοδιάρκειας ~10fs (FWHM). Το χρονικό και χωρικό προφίλ του παλμού laser από την έξοδο του ταλαντωτή, όπως μετρήθηκαν με τη, χαμηλής διασποράς, διάταξη αυτοσυσχέτισης (FEMTOMETER™ της FEMTOLASERS) και το φασματόμετρο με οπτική ίνα της Ocean Optics, αντίστοιχα, φαίνονται στο Σχήμα 4.2. Το σύστημα FEMTOMETER™ της FEMTOLASERS περιγράφεται στην παράγραφο 4.2.

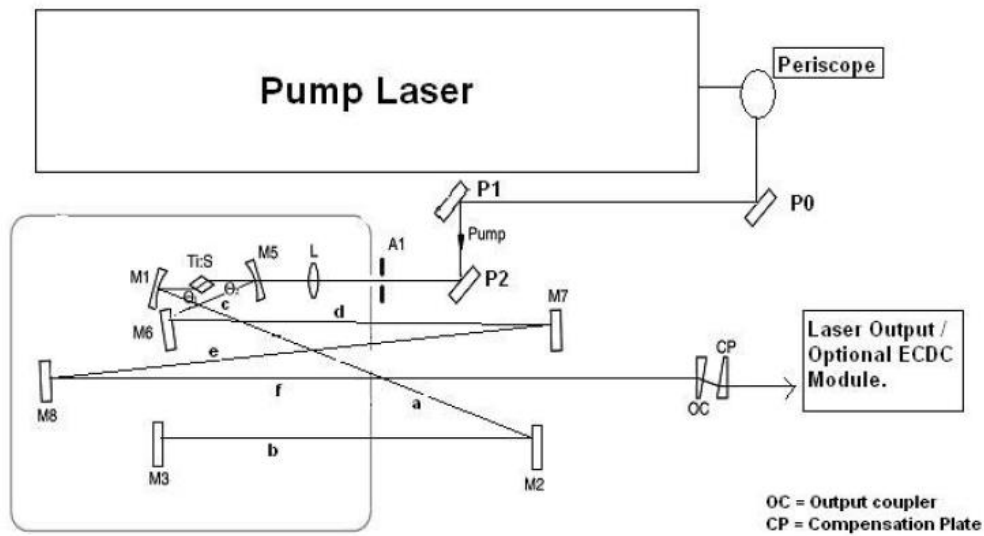
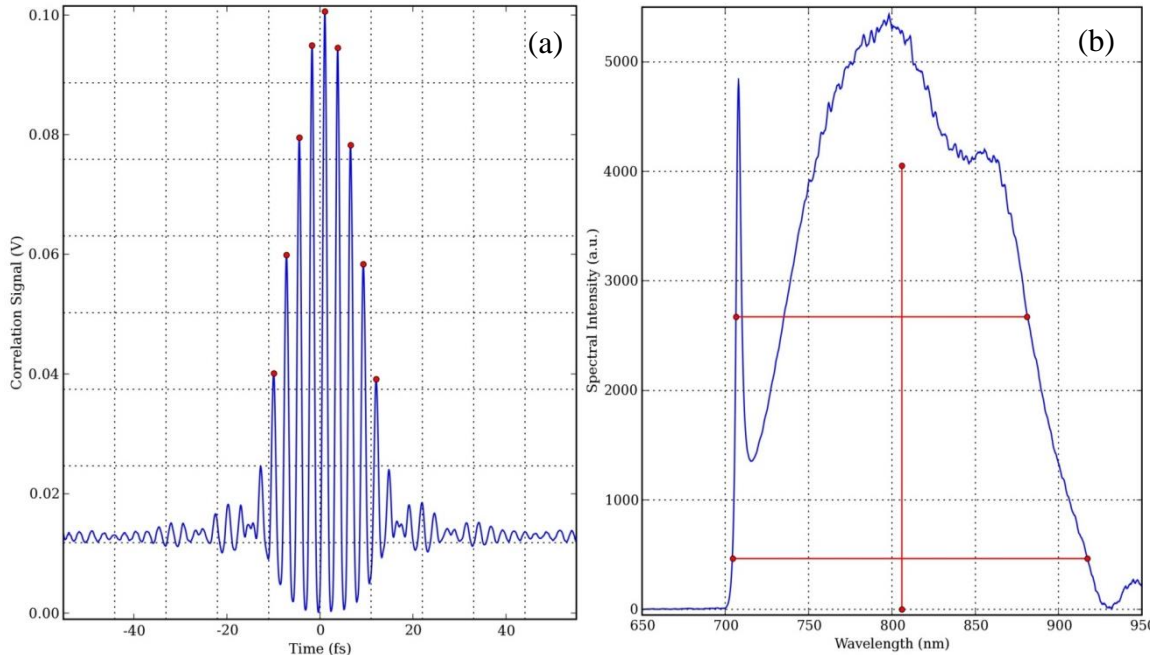


Fig:Schematic Layout of Synergy Oscillator.

Σχήμα 4.1: Σχηματικό διάγραμμα του Ti:Sapphire ταλαντωτή όπου *M*: κάτοπτρα κοιλότητας, *P*: κάτοπτρα καθοδήγησης



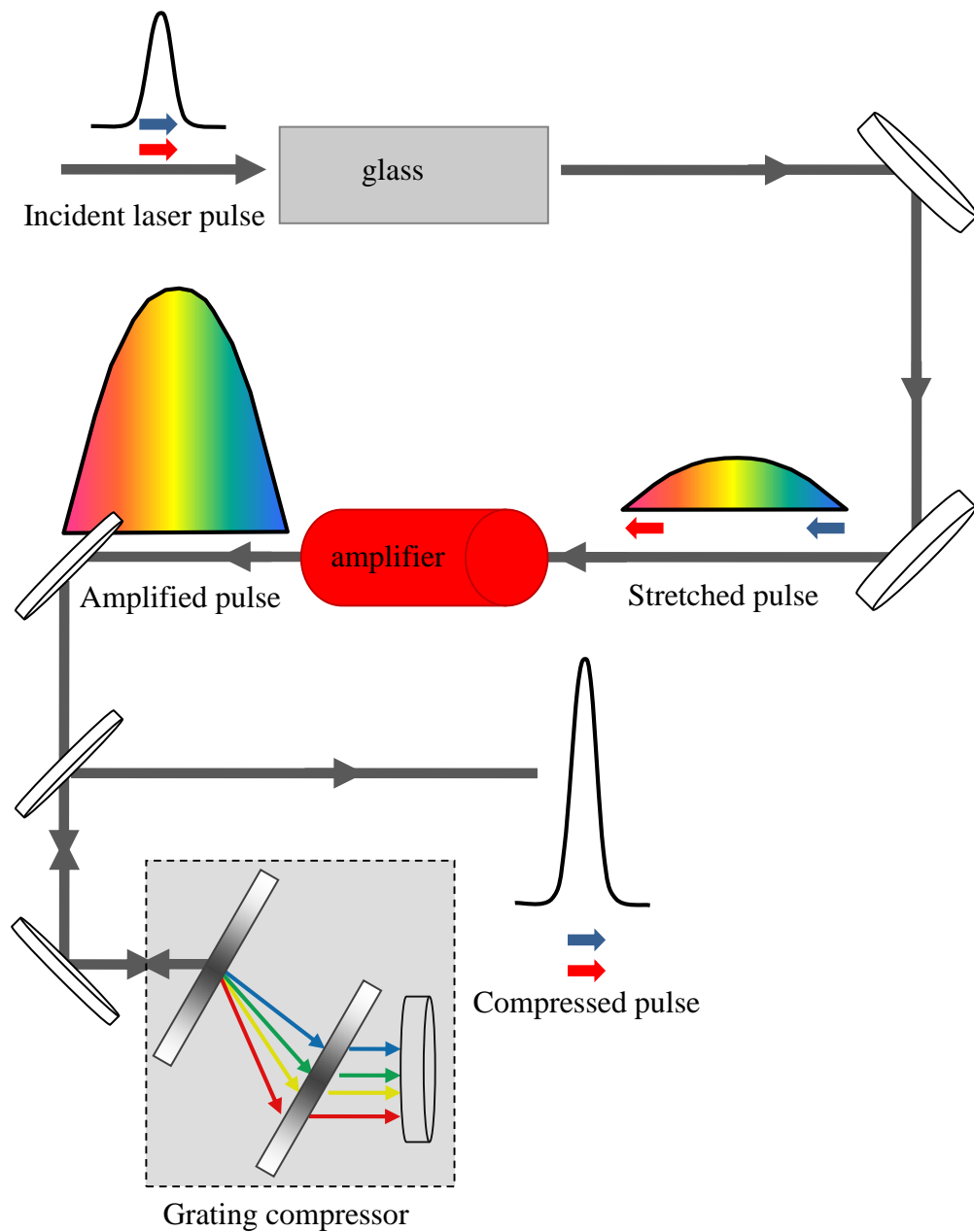
Σχήμα 4.2: Το χρονικό (a) και φασματικό (b) προφίλ ενός παλμού laser, από την έξοδο του Ti:Sapphire ταλαντωτή

Στη συνέχεια, η ενίσχυση της ενέργειας των παλμών του ταλαντωτή, γίνεται μέσω ενός 10-διελεύσεων συστήματος ενίσχυσης (FEMTOPOWER COMPACT PRO), του οποίου η αρχή λειτουργίας βασίζεται στην τεχνική CPA. Το σύστημα ενίσχυσης CPA, αποτελείται από τρία επιμέρους κομμάτια α) το σύστημα διαπλάτυνσης παλμών (stretcher), το οποίο διαπλατύνει χρονικά τους παλμούς που εξέρχονται από τον ταλαντωτή για να μην προκαλέσουν καταστροφές κατά την ενίσχυσή τους β) τον ενισχυτή, ο οποίος ενισχύει την ένταση των χρονικά διαπλατυσμένων παλμών και γ) το σύστημα συμπίεσης παλμών (compressor), το οποίο ξανασυμπιέζει τελικά τους παλμούς στη μικρότερη δυνατή χρονοδιάρκεια που επιτρέπει το φασματικό του περιεχόμενο (Fourier-Limited Pulses – FL). Η βασική αρχή της CPA παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχήμα 4.3.

Αναλυτικότερα, ένα μικρό μέρος της δέσμης που εξέρχεται από τον ταλαντωτή κατευθύνεται σε μία φωτοδίοδο, το σήμα της οποίας οδηγείται στο σύστημα σκανδαλισμού (TriggerBox) και λειτουργεί ως κύριος ρυθμιστής (master clock) για όλα τα χρονικά σήματα. Ένα άλλο, μικρό μέρος της δέσμης, οδηγείται σε ένα συμβολόμετρο

για την καταγραφή του εξερχόμενου παλμού. Το υπόλοιπο μέρος της δέσμης, που εκπέμπεται από τον ταλαντωτή, περνάει από ένα Faraday απομονωτή, ο οποίος εμποδίζει τις προς τα πίσω ανακλάσεις από τον ενισχυτή, να γυρίσουν στον ταλαντωτή. Στη συνέχεια της πορείας της, η δέσμη υπόκειται σε ανακλάσεις από δύο συστήματα κατόπτρων, 3^{ης} τάξης διασποράς, για την προ-αντιστάθμιση της 3^{ης} τάξης διασποράς, στο διαδιδόμενο παλμό. Στη συνέχεια, ο παλμός διαπλατώνεται χρονικά, περνώντας μέσα από ένα κομμάτι γυαλί, λόγω του φαινομένου της διασποράς. Στο γυαλί, υλικό με θετική διασπορά, οι συνιστώσες του φάσματος του παλμού με τις μικρότερες συχνότητες (κόκκινο), ταξιδεύουν πιο γρήγορα σε σχέση με τις συνιστώσες μεγαλύτερης συχνότητας (μπλε), γεγονός που αυξάνει τη χρονική διάρκεια του παλμού. Συγκεκριμένα στο σύστημα ενίσχυσης της FEMTOLASERS, η δέσμη κάνει αρχικά δύο διαδοχικά περάσματα, μέσα από ένα κομμάτι γυαλί (γυαλί SF57 υπό γωνία Brewster) και στη συνέχεια ένα ακόμη πέρασμα μέσα από ένα δεύτερο κομμάτι γυαλί (γυαλί SF57 επίπεδο). Τελικά ο παλμός εξέρχεται από το σύστημα διαπλάτυνσης με μεγαλύτερη χρονοδιάρκεια και χαμηλότερη ισχύς κορυφής (peak intensity).

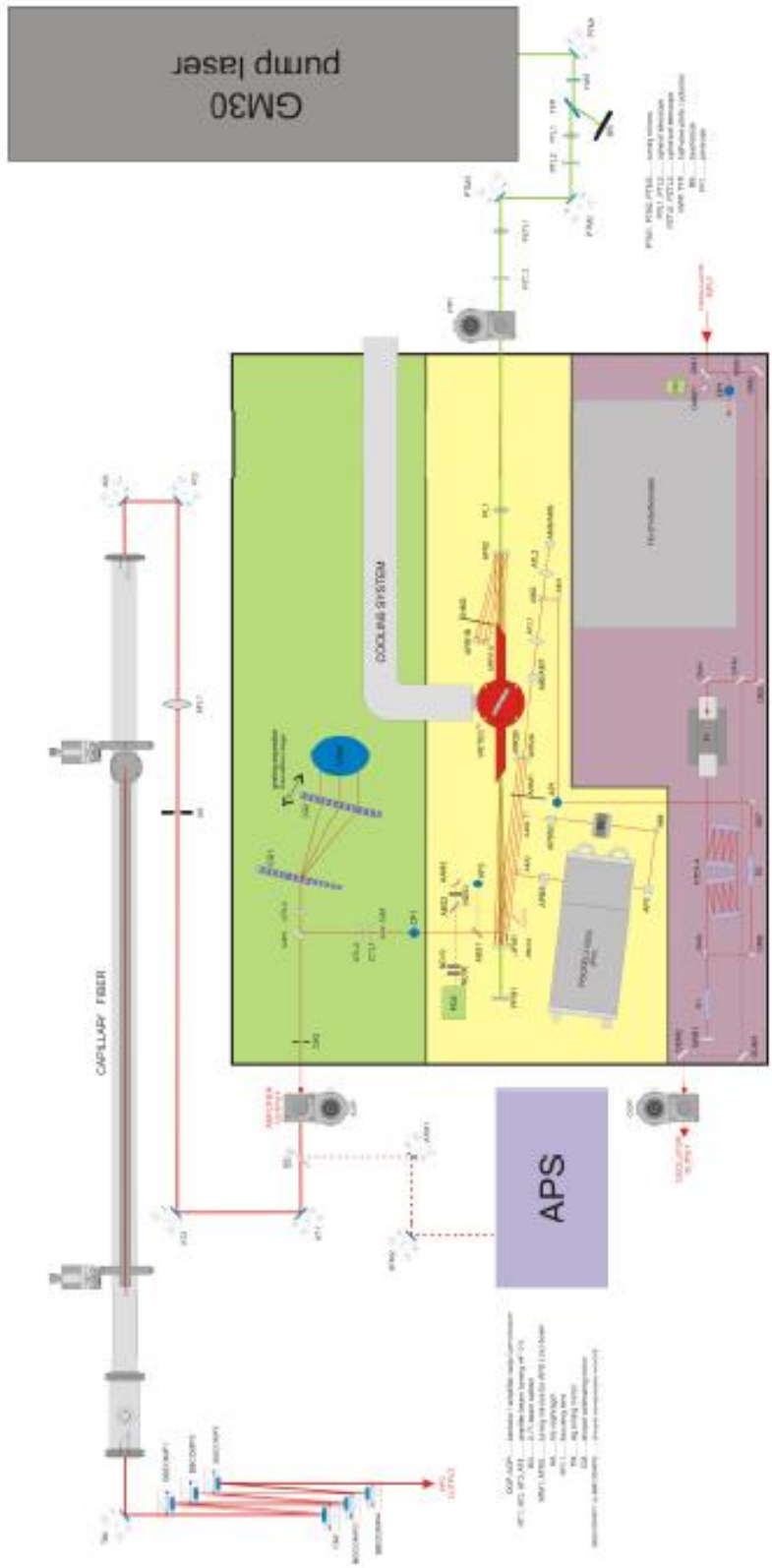
Στη συνέχεια η δέσμη οδηγείται μέσω κατόπτρων στο σύστημα ενίσχυσης το οποίο αποτελείται από δύο στάδια. Στο σύστημα ενίσχυσης, η δέσμη υπόκειται σε πολλαπλά περάσματα μέσα από την κοιλότητα του ενισχυτή, η οποία αποτελείται από δύο κοίλα κάτοπτρα και ένα Ti:Sapphire κρύσταλλο, ως υλικό ενίσχυσης, τοποθετημένο μέσα σε θερμοκρασιακά ελεγχόμενο, θάλαμο κενού. Το σύστημα ενίσχυσης αντλείται από ένα kHz, Q-switched, frequency-doubled Nd:YAG laser. Δύο ζεύγη retroreflectors, χρησιμοποιούνται για να στρίψουν τη δέσμη μετά από κάθε πέρασμα από το υλικό ενίσχυσης. Στο πρώτο στάδιο ενίσχυσης, οι παλμοί με ρυθμό επανάληψης MHz, υπόκεινται αρχικά σε τέσσερα περάσματα από τον κρύσταλλο Ti:Sapphire. Στο δεύτερο στάδιο, επιλέγεται τελικά ένας από αυτούς τους παλμούς, κοντά στο μέγιστο της καμπύλης ενίσχυσης, μέσω του rockels cell (σε kHz ρυθμό επανάληψης). Ο παλμός που επιλέγεται, υπόκειται σε έξι ακόμη περάσματα (συνολικά δέκα), ώσπου τελικά να ενισχυθεί στα ~2mJ.



Σχήμα 4.3: Η βασική αρχή λειτουργίας της τεχνικής *Chirped Pulse Amplification (CPA)*

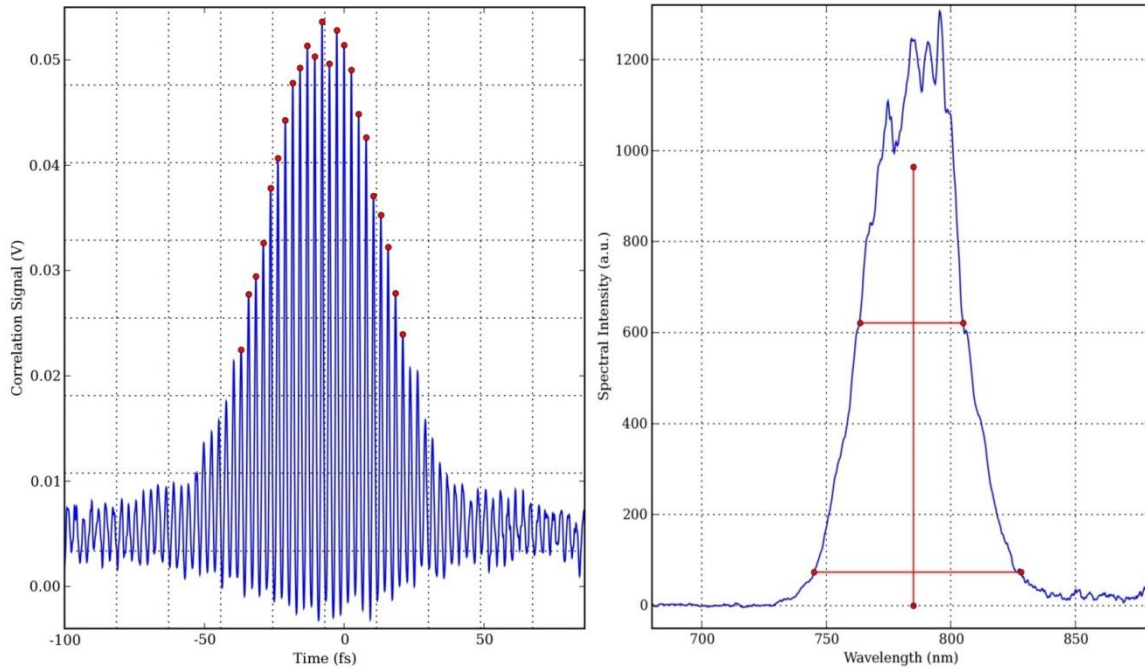
Μετά την ενίσχυση ο παλμός, μέσω κατόπτρων και ενός τηλεσκοπίου, το οποίο αυξάνει τη διάμετρο της δέσμης, κατευθύνεται στο σύστημα συμπίεσης. Ο συμπιεστής αποτελείται από δύο φράγματα περίθλασης. Το πρώτο φράγμα περίθλασης διασπείρει χωρικά τη δέσμη, ώστε οι μικρότερες συνιστώσες της συχνότητας του φάσματος

(κόκκινο) του παλμού, να ταξιδεύουν μεγαλύτερη οπτική διαδρομή, ώστε να καθυστερούν, συγκριτικά με τις μεγαλύτερες συνιστώσες (μπλε) και τελικά ο παλμός να υφίσταται αρνητική διασπορά. Το δεύτερο φράγμα περίθλασης, βρίσκεται τοποθετημένο πάνω σε *xyz* μικρομετρική μετακινούμενη βάση, η οποία ελέγχει την απόσταση των φραγμάτων περίθλασης και την ακριβή ρύθμιση της διασποράς που εισάγεται στον παλμό (η απόσταση των φραγμάτων περίθλασης στο συμπιεστή καθορίζει και τη διασπορά ο οποίος εισάγει). Ένας retroreflector, μετά το δεύτερο φράγμα περίθλασης, αναγκάζει τη δέσμη να κάνει ένα ακόμη πέρασμα, μέσα από το ζεύγος φραγμάτων περίθλασης και τελικά να εξέλθει από την έξοδο του συστήματος laser, με χρονοδιάρκεια ~35fs (FL). Το σχηματικό διάγραμμα του 10-διελεύσεων συστήματος ενίσχυσης laser FEMTOPOWER COMPACT PRO της FEMTOLASERS φαίνεται στο Σχήμα 4.4.



Σχήμα 4.4: Σχηματικό διάγραμμα του 10-διελεύσεων συστήματος ενίσχυσης laser FEMTOPOWER COMPACT PRO της FEMTOLASERS

Το χρονικό και φασματικό προφίλ ενός παλμού, από την έξοδο του 10-διελεύσεων Ti:sapphire συστήματος laser, παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.5(a) και (b), αντίστοιχα.



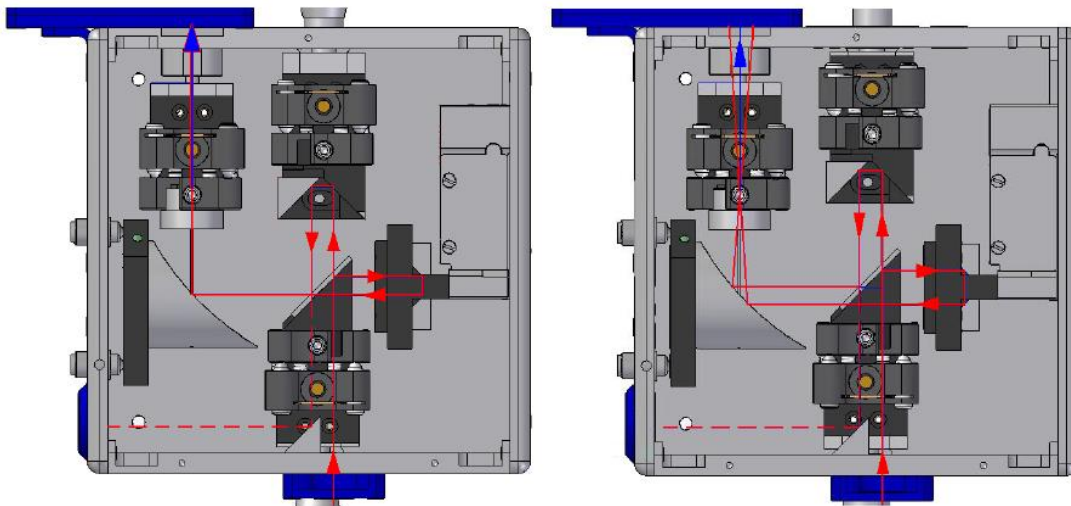
Σχήμα 4.5: Το χρονικό (a) και φασματικό (b) προφίλ ενός παλμού laser από την έξοδο του 10-pass Ti:sapphire συστήματος laser

4.2. Η χαμηλής διασποράς διάταξη αυτοσυσχέτισης (FEMTOMETER)

Η χρονοδιάρκεια των υπερβραχέων παλμών laser (~femtoseconds) δεν μπορεί να μετρηθεί με τις συνήθεις ηλεκτρονικές συσκευές. Οι ταχύτεροι ανιχνευτές, οι οποίοι είναι σήμερα διαθέσιμοι, έχουν χρονική απόκριση ~1picosecond (streak cameras). Έτσι χρησιμοποιούνται οπτικές μέθοδοι για τη μέτρηση της χρονοδιάρκειας των femtoseconds παλμών laser.

Στην εργασία μας, για τη μέτρηση του χρονικού προφίλ των παλμών laser που εξέρχονται από τον ταλαντωτή (Σχήμα 4.2) και το σύστημα ενίσχυσης (Σχήμα 4.5) χρησιμοποιείται το σύστημα μέτρησης FEMTOMETERTM της FEMTOLASERS, του οποίου η αρχή λειτουργίας βασίζεται στην οπτική αυτοσυσχέτιση. Το κύριο μέρος του συστήματος μέτρησης είναι ένα συμβολόμετρο, όπου ο υπό μέτρηση παλμός, εισέρχεται

και διαχωρίζεται σε δύο ίσα μέρη, τα οποία ακολουθούν διαφορετική διαδρομή, η μία εκ των οποίων είναι μεταβλητή, μέσω ενός πιεζοηλεκτρικού ενεργοποιητή και στη συνέχεια εστιάζονται πάνω σε ένα λεπτό ($<25\mu\text{m}$) BBO κρύσταλλο με αποτέλεσμα την παραγωγή δεύτερης αρμονικής. Υπάρχει η δυνατότητα χρήσης δύο διαφορετικών λειτουργιών του FEMTOMETER™, η συμβολομετρική (Frequency Resolved AutoCorrelation, FRAC) και η background free (Intensity AutoCorrelation, IAC), λόγω της ύπαρξης δύο διαφορετικών τύπων μετρήσεων αυτοσυσχέτισης. Στο Σχήμα 4.6 φαίνεται η διαδρομή που ακολουθεί η δέσμη laser στις δύο διαφορετικές λειτουργίες. Το FEMTOMETER™ είναι σχεδιασμένο για μετρήσεις παλμών χρονοδιάρκειας 5-150fs. Επιπλέον, υποστηρίζει ένα ευρύ φάσμα, από 650nm έως 950nm. Τέλος, διαθέτει δύο διαφορετικές επιλογές ανιχνευτών ακτινοβολίας: ένα φωτοπολλαπλασιαστή, για χρήση με ρυθμούς επανάληψης $>1\text{MHz}$ και μία Si-φωτοдиодο, για χρήση με ρυθμούς επανάληψης $\sim\text{kHz}$

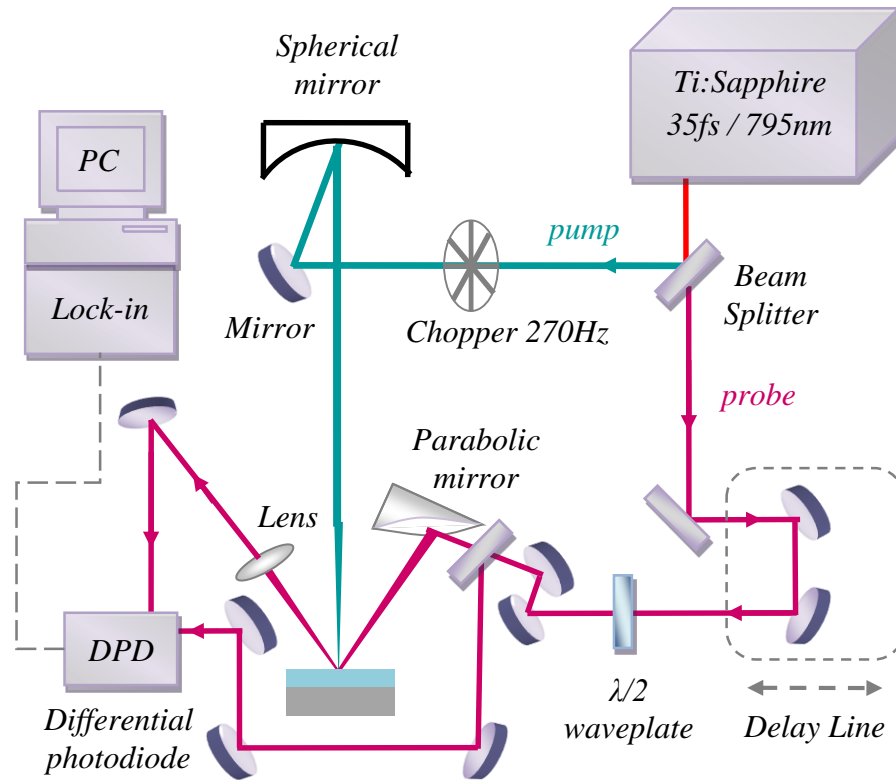


Σχήμα 4.6: Το σχηματικό διάγραμμα της, χαμηλής διασποράς, διάταξη αυτοσυσχέτισης (FEMTOMETER™). Αριστερά για FRAC και δεξιά για IAC

4.3. Η πειραματική διάταξη άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας

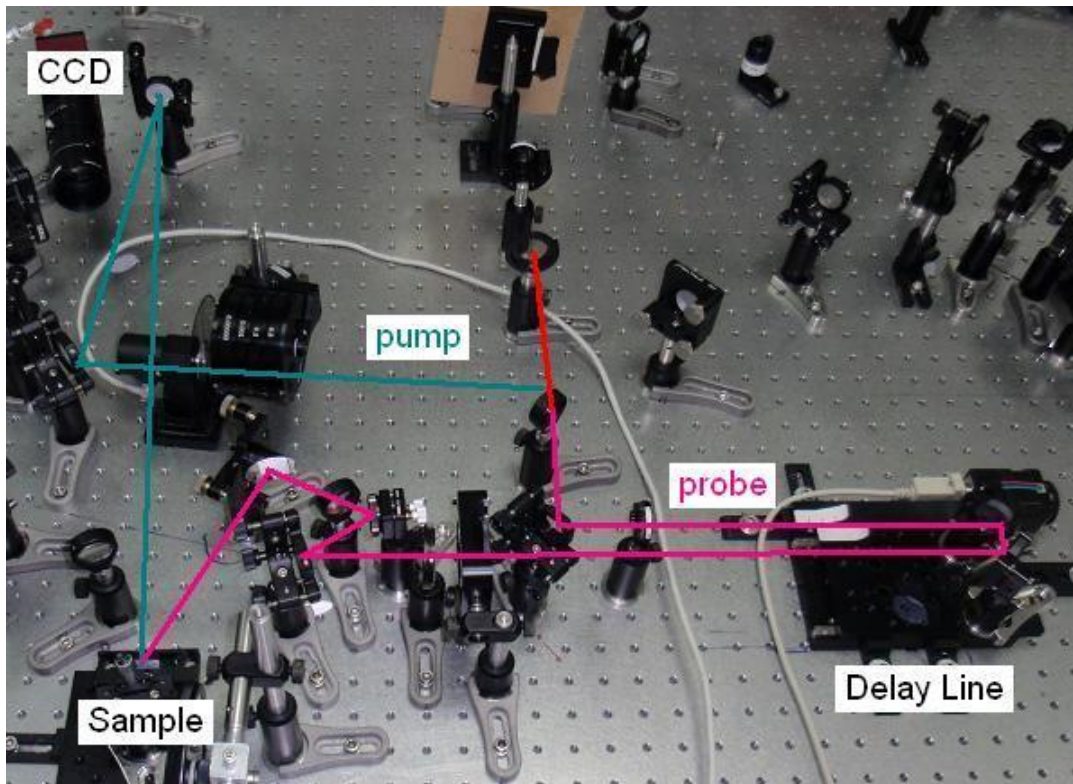
Η έξοδος του Ti:Sapphire συστήματος laser διαχωρίζεται σε δύο δέσμες, μία υψηλής ενέργειας (δέσμη άντλησης - pump) και μία χαμηλής ενέργειας (δέσμη ελέγχου - probe), μέσω ενός διαχωριστή δέσμης 90-10%, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.7. Η δέσμη άντλησης διαμορφώνεται μέσω ενός μηχανικού chopper στα 270Hz και στη συνέχεια εστιάζεται - σχεδόν κάθετα - στην επιφάνεια του υπό εξέταση δείγματος, μέσω ενός μεταλλικού σφαιρικού κατόπτρου με ακτίνα καμπυλότητας 1m. Η συχνότητα διαμόρφωσης της δέσμης άντλησης, επιλέχθηκε τέτοια ώστε να βρίσκεται κάτω από το ρυθμό επανάληψης των παλμών laser (<1kHz) ώστε να διαβάζει μερικούς παλμούς laser ενώ παράλληλα να είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να παραμένει υψηλός ο λόγος σήματος προς θόρυβο της μέτρησης.

Η επιφάνεια του δείγματος δεν τοποθετείται ακριβώς στην εστιακή απόσταση του σφαιρικού κατόπτρου αλλά ~5cm πριν την εστία, έτσι ώστε να εξασφαλιστεί μία ομοιόμορφη επιφάνεια διέγερσης πάνω στο δείγμα, αρκετά μεγαλύτερη από την επιφάνεια ελέγχου. Η δέσμη ελέγχου, αφού περάσει μέσα από μία ηλεκτρονικά ελεγχόμενη, μεταβλητή οπτική γραμμή καθυστέρησης, ελάχιστου χρονικού βήματος 0.8fs, εστιάζεται και αυτή στο ίδιο σημείο της επιφάνειας του δείγματος μέσω ενός παραβολικού κατόπτρου, εστιακής απόστασης 150mm. Η γωνία πρόσπτωσης της δέσμης ελέγχου στην επιφάνεια του δείγματος είναι ~40°, για τη διευκόλυνση της ευθυγράμμισης της καταγραφόμενης, ανακλώμενης δέσμης ελέγχου. Μία φωτογραφία της πειραματικής διάταξης άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας φαίνεται στο Σχήμα 4.8.



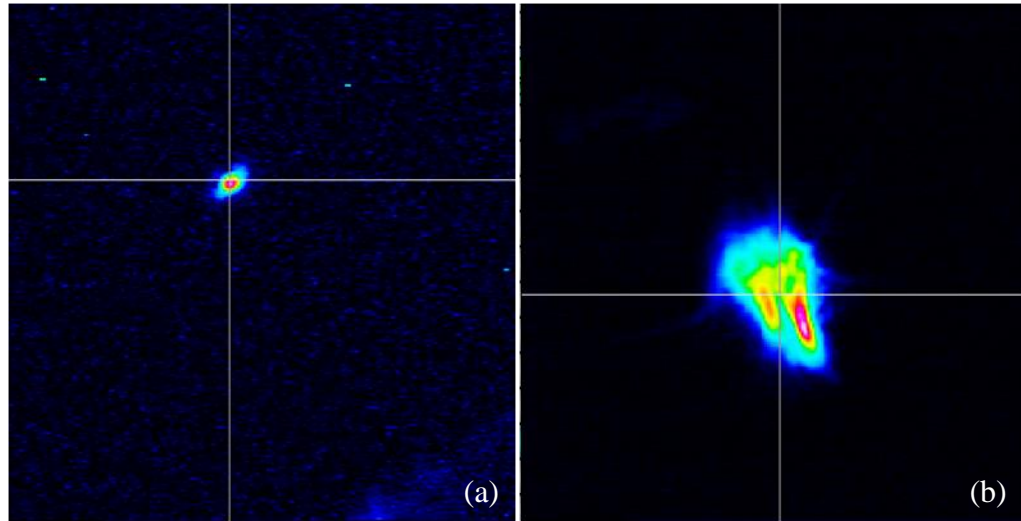
Σχήμα 4.7: Η πειραματική διάταξη άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητα

Η ευθυγράμμιση γίνεται έτσι ώστε τα κέντρα των δύο δεσμών πάνω στην επιφάνεια του δείγματος να συμπίπτουν. Με μία profile κάμερα (DataRay WinCamD UCD 12) τοποθετημένη στο σημείο της επιφάνειας του υπό εξέταση δείγματος, μετρώνται οι χωρικές κατανομές των δεσμών άντλησης και ελέγχου. Όπως προκύπτει, η δέσμη ελέγχου είναι σχεδόν κυκλική με διάμετρο $\sim 100\mu\text{m}$ ενώ η δέσμη άντλησης είναι ελλειπτική με μικρό και μεγάλο άξονα 380 και 550 μm αντίστοιχα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.9. Η επιφάνεια άντλησης υπολογίζεται να είναι $\sim 10^{-3}\text{cm}^2$. Η επιφάνεια ελέγχου καθορίζεται από την επιφάνεια της δέσμης ελέγχου, η οποία για τα πειράματα μας θα είναι $A = \pi r^2 = 7.85 \cdot 10^{-5}\text{cm}^2$. Η επιφάνεια της δέσμης ελέγχου είναι περίπου ~ 12 φορές μικρότερη από αυτήν της δέσμης άντλησης, για την εξασφάλιση όσο το δυνατόν ομοιόμορφης διέγερσης στην επιφάνεια ελέγχου.



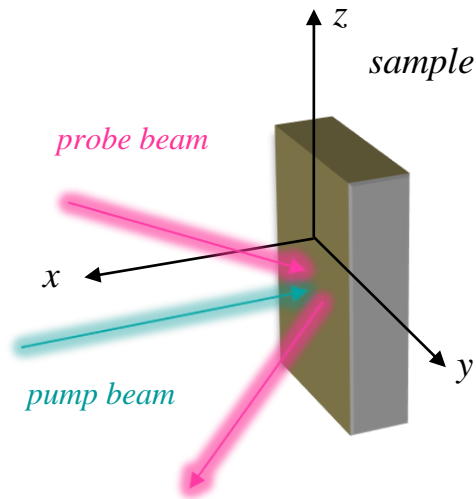
Σχήμα 4.8: Φωτογραφία της πειραματικής διάταξης άντλησης - ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητα

Επιπλέον, οι δύο δέσμες είναι κάθετα πολωμένες μεταξύ τους (pump – p pol, probe s-pol) με τη χρήση ενός πλακιδίου καθυστέρησης $\lambda/2$ χαμηλής διασποράς, με σκοπό την αποφυγή της δημιουργίας συμβολής σε χρόνο $t=0$ και της καταγραφής της στο ανιχνευόμενο σήμα [58]. Τέλος, στις διαδρομές και των δύο δεσμών εισάγονται κατάλληλα φίλτρα έτσι ώστε να εξασφαλιστεί η επιλογή της επιθυμητής, κάθε φορά, πυκνότητας ενέργειας. Η πυκνότητα ενέργειας (fluence) της δέσμης ελέγχου είναι σε όλες τις περιπτώσεις πολύ χαμηλότερη από αυτήν της δέσμης άντλησης, ώστε να μη συνεισφέρει στους φυσικούς μηχανισμούς διέγερσης.



Σχήμα 4.9: Η χωρική κατανομή των δεσμών (a) ελέγχου και (b) άντλησης. Οι φωτογραφίες λήφθηκαν με μία profile κάμερα (WinCamD) τοποθετημένη στο σημείο του δείγματος. Όπως φαίνεται, η δέσμη ελέγχου είναι σχεδόν κυκλική με διάμετρο $\sim 100\mu\text{m}$ ενώ η δέσμη άντλησης προκύπτει ελλειπτική με μικρό και μεγάλο άξονα ~ 380 και $\sim 550\mu\text{m}$, αντίστοιχα

Αφού οι δύο δέσμες ευθυγραμμιστούν ώστε τα κέντρα τους να συμπίπτουν και μετρηθούν τα χωρικά προφίλ τους, η profile κάμερα απομακρύνεται και εισέρχεται το δείγμα το οποίο είναι τοποθετημένο σε xz μετακινούμενη βάση. Αρχικά το δείγμα μετακινείται κατάλληλα κατά τη x διεύθυνση ώστε τα κέντρα των δύο δεσμών να ταυτιστούν, όπως παρατηρείται σε πραγματικό χρόνο μέσω μίας CCD κάμερας η οποία είναι τοποθετημένη απέναντι από την επιφάνεια του δείγματος. Επιπλέον, παρέχεται δυνατότητα μετακίνησης του δείγματος κατά τη z διεύθυνση, για την επιλογή κάθε φορά νέου σημείου μέτρησης, χωρίς αλλαγή της ολικής ευθυγράμμισης. Στο Σχήμα 4.10 παρουσιάζεται ένα σχηματικό διάγραμμα των διευθύνσεων του πειραματικού συστήματος.



Σχήμα 4.10: Σχηματικό διάγραμμα των διευθύνσεων του πειραματικού συστήματος

4.4. Το ηλεκτρονικό σύστημα μέτρησης και οι δυνατότητες μέτρησης

Οι επαγόμενες αλλαγές στην ανακλαστικότητα της δέσμης ελέγχου, σαν συνάρτηση της χρονικής καθυστέρησης μεταξύ των δεσμών άντλησης και ελέγχου, ανιχνεύονται μέσω μιας φωτοδιόδου ισορροπίας (balanced) (New Focus Model 1607 AC) και ενός διπλοκάναλου ενισχυτή εγκλειδωσης φάσης (Lock-in Amplifier Stanford Research Systems DSP SR830), ο οποίος ανιχνεύει το σήμα της φωτοδιόδου, στη συχνότητα διαμόρφωσης της δέσμης άντλησης.

Η φωτοδίοδος ισορροπίας αποτελείται από δύο Silicon φωτοδιόδους και είναι σχεδιασμένη για τη φασματική περιοχή 320nm-1000nm, με μέγιστη απόδοση, 0.5A/W, στα ~780nm. Διαθέτει τρεις, χαμηλής συχνότητας, DC εξόδους στις οποίες καταγράφεται το φωτορεύμα I_1 (bandwidth 100kHz), το φωτορεύμα I_2 (bandwidth 100kHz) καθώς και η διαφορά $I_1 - I_2$ των δύο φωτορευμάτων (bandwidth 15kHz). Αναλυτικότερα, στην είσοδο σήματος I_1 εισέρχεται το μέρος της δέσμης ελέγχου που ανακλάται από την επιφάνεια του δείγματος. Η δέσμη αυτή μετά την ανάκλαση, γίνεται παράλληλη μέσω ενός

επιπεδόκυρτου φακού, εστιακής απόστασης 75mm και στη συνέχεια οδηγείται μέσω κατόπτρων στην είσοδο I_1 . Στην είσοδο αναφοράς I_2 εισέρχεται το μέρος της δέσμης ελέγχου, πριν ακόμη "χτυπήσει" το δείγμα, το οποίο οδηγείται μέσω ενός διαχωριστή δέσμης και κατόπτρων στην είσοδο I_2 . Ιδιαίτερη προσοχή δίνεται ώστε να εξασφαλιστεί ότι και τα δύο μέρη της δέσμης ελέγχου, τα οποία φτάνουν ταυτόχρονα στη φωτοδιόδο (με ns ανάλυση), είναι ίδιας ισχύος. Αυτό ελέγχεται με τη βοήθεια ενός παλμογράφου όπου μετρώνται και εξισώνονται, με την προσθήκη οπτικών φίλτρων, τα σήματα των δύο φωτοδίοδων I_1 και I_2 . Έτσι, το τελικό σήμα I_1-I_2 , της φωτοδιόδου είναι μηδέν. Το τελικό σήμα που ενισχύεται στη συνέχεια από το lock-in, είναι η διαφορά των δύο σημάτων, I_1-I_2 . Μετρώντας το τελικό σήμα, I_1-I_2 , οι πιθανές διακυμάνσεις έντασης της δέσμης laser, εξαλείφονται και τελικά το καταγραφόμενο σήμα προκύπτει με σημαντικά λιγότερο θόρυβο.

Το τελικό σήμα I_1-I_2 , οδηγείται στο dual channel lock – in ενισχυτή, για ενίσχυση και καταγραφή. Οι συνήθεις ενισχυτές, ενισχύουν ταυτόχρονα το σήμα και το θόρυβο. Ο lock-in ενισχυτής επιτρέπει τη μέτρηση πολύ μικρών σημάτων, ακόμη και στις περιπτώσεις που ο θόρυβος είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από το σήμα. Η βασική αρχή λειτουργίας ενός lock-in ενισχυτή ερμηνεύεται με το ακόλουθο παράδειγμα: το σήμα που μας ενδιαφέρει εισάγεται στο lock-in, με συχνότητα f_s , προ-ενισχύεται και στη συνέχεια πολλαπλασιάζεται με το σήμα αναφοράς (ημιτονικό), το οποίο δημιουργεί ο lock-in χρησιμοποιώντας ένα εσωτερικό ταλαντωτή, ο οποίος τριγκάρεται εξωτερικά με συχνότητα f_r από τον chopper. Ο πολλαπλασιασμός οδηγεί σε δύο σήματα, ένα με τη διαφορά των δύο συχνοτήτων ($f_s - f_r$) και ένα με το άθροισμα των δύο συχνοτήτων ($f_s + f_r$), το οποίο (άθροισμα) και αφαιρείται μέσω ηλεκτρονικού φίλτρου χαμηλών συχνοτήτων. Επειδή $f_s = f_r$, το τελικό σήμα με τη διαφορά συχνοτήτων, θα είναι ένα DC συνεχές σήμα. Το πλάτος αυτού του DC σήματος αντιστοιχεί στο πλάτος του σήματος, στη συχνότητα f_s . Το DC σήμα συνίσταται από συνιστώσες σήματος υψηλότερης συχνότητας που εξαρτώνται από τα χαρακτηριστικά του φίλτρου χαμηλών συχνοτήτων και την τάξη του φίλτρου. Το bandwidth του φίλτρου, στους lock-in ενισχυτές, είναι πολύ στενό της τάξης του mHz. Έτσι το τελικό DC σήμα μπορεί να μετρηθεί εφόσον ο θόρυβος έχει μειωθεί σημαντικά (μικρό bandwidth, ~mHz, ισοδυναμεί με μεγάλη σταθερά χρόνου, ~s, δηλαδή μείωση του θορύβου). Στις μετρήσεις μας η συχνότητα

αναφοράς εισάγεται μέσω του μηχανικού chopper, δηλαδή είναι ίση με τη συχνότητα διαμόρφωσης της δέσμης άντλησης, $f_r=270\text{Hz}$.

Τελικά, οι επαγόμενες αλλαγές στην ανακλαστικότητα της δέσμης ελέγχου σαν συνάρτηση του χρονικού βήματος της μεταβλητής γραμμής καθυστέρησης, καταγράφονται σε ηλεκτρονικό υπολογιστή μέσω ενός συστήματος συλλογής δεδομένων και ενός προγράμματος αυτοματοποίησης των μετρήσεων (Labview®), ειδικά σχεδιασμένου για τις εργαστηριακές ανάγκες της παρούσας διατριβής. Τα δεδομένα από τον ενισχυτή εγκλειδωσης φάσης (R, X, Y, Theta value) καταγράφονται στον υπολογιστή, μέσω θύρας GPIB. Το πρόγραμμα συνδέεται επίσης με το βηματικό κινητήρα της μεταβλητής γραμμής καθυστέρησης, μέσω θύρας USB και ελέγχει την απόλυτη θέση (αρχική και τελική), το βήμα (ελάχιστο βήμα $1/8\mu\text{m}$) καθώς και το χρόνο παραμονής σε κάθε θέση της γραμμής καθυστέρησης. Υπάρχει επίσης, η δυνατότητα επιλογής περιοχών μέσα στη διαδρομή της γραμμής καθυστέρησης οι οποίες καταγράφονται με διαφορετικό βήμα.

Το πρόγραμμα τελικά καταγράφει και αποθηκεύει το σήμα εξόδου από το lock-in ενισχυτή, σαν συνάρτηση του χρονικού βήματος της μεταβλητής γραμμής καθυστέρησης, σε αρχεία dat. Επίσης, το ίδιο πρόγραμμα συνδέεται με τη CCD κάμερα ώστε να εμφανίζονται στην οθόνη του υπολογιστή, οι σχετικές θέσεις των δεσμών άντλησης και ελέγχου, πάνω στην επιφάνεια του δείγματος. Το ηλεκτρονικό σύστημα μέτρησης και επεξεργασίας σήματος επιτρέπει την ανάλυση αλλαγών ανακλαστικότητας της τάξεως του 10^{-5} .

4.5. Τα δείγματα και η κατασκευή τους

Τα δείγματα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα μελέτη είναι λεπτά, μεταλλικά, πολυκρυσταλλικά φιλμ Ti και Ag πάνω σε υπόστρωμα Si (100). Τα μεταλλικά φιλμ πάχους 12, 25, 53 και 180nm (Ti) και 12, 25nm (Ag) εναποτέθηκαν σε υπόστρωμα Si (100) πάχους 0.5mm , μέσω unbalanced dc magnetron sputtering ($P_b < 5 \times 10^{-6}\text{mbar}$), χρησιμοποιώντας αέριο Ar (καθαρότητα 99.999%). Τα πάχη των μεταλλικών φιλμ επιλέχτηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να βρίσκονται πάνω από το κατώφλι διήθησης

(percolation threshold) και να είναι συνεχή [59]. Τα πάχη των μεταλλικών φιλμ μετρήθηκαν με τη χρήση μέτρησης ανακλαστικότητας ακτίνων Χ.

Παραγωγή εξαιρετικά ταχέων και υψηλών ακουστικών τάσεων στο πυρίτιο με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser

5.1. Εισαγωγή

Η αλληλεπίδραση υπερβραχέων παλμών laser με στερεά υλικά (μέταλλα, μονωτές, ημιαγωγούς) αποτελεί ένα ιδιαίτερα ελκυστικό πεδίο έρευνας το οποίο έχει πλήθος εφαρμογών. Ένα από τα πιο ενδιαφέροντα ερευνητικά πεδία είναι η παραγωγή εξαιρετικά ταχέων και εντοπισμένων ακουστικών κυμάτων στην ύλη [7, 27, 60]. Ένα μεγάλο πλήθος πειραματικών τεχνικών έχουν αναπτυχθεί για τη μελέτη της απόκρισης της ύλης μετά από την ακτινοβολία με παλμούς laser [9, 11, 15]. Ανάμεσα σε αυτές, η τεχνική άντλησης-ελέγχου, χρησιμοποιείται εκτενώς, κυρίως για μετρήσεις αλλαγής ανακλαστικότητας.

Όπως έχει προαναφερθεί, για μερικές εκατοντάδες femtoseconds μετά την ακτινοβολία του δείγματος, πραγματοποιείται μια πολύ γρήγορη διέγερση των ηλεκτρονίων της ύλης η οποία ακολουθείται από την αντίδραση του πλέγματος, το οποίο κερδίζει ενέργεια κυρίως από τα διεγερμένα ηλεκτρόνια, σε χρόνους της τάξης των picoseconds [18]. Η δυναμική του πλέγματος διέπεται από νάνο- και μικρο- ακουστικές τάσεις οι οποίες παράγονται είτε θερμικά ή μη-θερμικά (μέσω αλληλεπιδράσεων Κουλόμπ ή αλληλεπιδράσεων ιόντων με την Η/Μ ακτινοβολία του Laser) [61-63]. Ο χωρικός εντοπισμός του κυματοπακέτου των ακουστικών τάσεων εξαρτάται από την απόκριση του υλικού στην Η/Μ ακτινοβολία καθώς και από τη δομή του. Κυμαίνεται μεταξύ μερικών νανομέτρων [64] μέχρι μερικών δεκάδων νανομέτρων. Τα χαρακτηριστικά αυτά των ακουστικών τάσεων είναι χρήσιμα σε πολλές εφαρμογές όπως για παράδειγμα στο μη καταστροφικό έλεγχο υλικών, σε νανοσκοπικές και μικροσκοπικές διαστάσεις. Πράγματι, αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό π.χ. στην περίπτωση βιοϋλικών, όπου το εναλλακτικό σενάριο είναι να χρησιμοποιήσει κανείς

ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με μικρά μήκη κύματος (π.χ. ακτίνες-X), που όμως μπορεί να αποβεί πλήρως καταστροφική για το υλικό.

Για τους παραπάνω λόγους, έχουν πραγματοποιηθεί πολλές πειραματικές μελέτες για την ολοκληρωμένη κατανόηση των μηχανισμών παραγωγής των νανο-ακουστικών κυμάτων. Πολλές από αυτές εστιάζουν στα πολύ αρχικά στάδια της ηλεκτρονιακής αλληλεπίδρασης, με σκοπό την κατανόηση του ρόλου που διαδραματίζει το μήκος κύματος [65], το chirp [66], η χρονοδιάρκεια [67] ή η πυκνότητα ενέργειας [68] των παλμών laser στην απόκριση του υλικού. Επίσης, έχει μελετηθεί θεωρητικά ο ρόλος των μη-θερμικών και των θερμικών ηλεκτρονίων, σε συνδιασμό με τους μηχανισμούς μεταφοράς ενέργειας από τα ηλεκτρόνια στο πλέγμα [26, 29, 30, 69].

Η πειραματική διάταξη άντλησης-ελέγχου διαφορικής ανακλαστικότητας, που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ελέγχθηκε αρχικά ως προς την ορθή λειτουργία της, με μετρήσεις σε ένα γνωστό μεταλλικό υλικό, το Au, με σκοπό την αναπαραγωγή ήδη γνωστών πειραματικών αποτελεσμάτων από τη βιβλιογραφία [17]. Στη συνέχεια η διάταξη χρησιμοποιήθηκε για μετρήσεις με σκοπό την εύρεση ακουστικών φωνονίων σε μονοκρυσταλλικά υποστρώματα Si (100), επικαλυμμένα με διαφορετικού είδους και πάχους, λεπτά μεταλλικά φιλμ. Τα είδη των μεταλλικών φιλμ επιλέχτηκαν σκοπίμως ώστε να έχουν διαφορετική πυκνότητα καταστάσεων (DOS), διαφορετικό παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου και διαφορετική ακουστική εμπέδηση. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι γιγάντιες ακουστικές τάσεις μεταφέρονται και διαδίδονται στο Si όταν ο μεταλλικός μετατροπέας παρουσιάζει μεγάλο παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου, υψηλό όριο έντασης σε θλίψη (compressive yield strength) καθώς και ακουστική εμπέδηση κοντά στην εμπέδηση του Si. Το Τιτάνιο πληρεί τις προϋποθέσεις αυτές και έτσι επιτρέπει την ανίχνευση των ελαστικών κυμάτων στο Si, χρησιμοποιώντας μήκος κύματος ανίχνευσης στα 795nm, το οποίο είναι μακριά από το άμεσο ενεργειακό χάσμα του Si, στα 3.4 eV, όπου εκεί οι φωτο-ελαστικές σταθερές του Si παρουσιάζουν ιδιαίτερα υψηλές τιμές. Μία συζήτηση για τα αποτελέσματα αυτής της εργασίας, τα οποία προέκυψαν με μήκος κύματος ακτινοβολίας 795nm, σε σύγκριση με τα διαφορετικά αποτελέσματα άλλων εργασιών, παρουσιάζεται στην τελευταία παράγραφο του κεφαλαίου. Τέλος, μία θεωρητική θερμο-

μηχανική προσέγγιση αναπτύσσεται και εφαρμόζεται, η οποία υποστηρίζει τα πειραματικά αποτελέσματα.

5.2. Μέθοδος Πινάκων Μεταφοράς (Transfer Matrix Method)

Για μία ποσοτική περιγραφή της Η/Μ ακτινοβολίας που ανακλάται, απορροφάται και διαδίδεται σε δείγματα που αποτελούνται από στρώματα διαφορετικών υλικών χρησιμοποιείται η Μέθοδος Πινάκων Μεταφοράς [70]. Η μέθοδος αυτή υπολογίζει την ανακλαστικότητα (R), απορρόφηση (A) και διάδοση (T) της Η/Μ ακτινοβολίας σε πολυστρωματικά υλικά, τα οποία περιέχουν λεπτά απορροφητικά φιλμ, λαμβάνοντας υπόψη την οπτική αγωγιμότητα (admittance) η_i κάθε στρώματος. Η οπτική αγωγιμότητα ορίζεται ως ο λόγος του πλάτους της εφαπτομενικής συνιστώσας του διανύσματος του μαγνητικού προς του αντίστοιχου του ηλεκτρικού πεδίου

$$\eta_i = \frac{H}{E} \quad (5.1)$$

Η οπτική admittance μπορεί να εκφραστεί ως εξής για κάθετα και παράλληλα πολωμένο Η/Μ κύμα, αντίστοιχα

$$\begin{aligned} \eta_s &= \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} N_i \cos \theta_i \\ \eta_p &= \sqrt{\frac{\epsilon_o}{\mu_o}} \frac{N_i}{\cos \theta_i} \end{aligned} \quad (5.2)$$

όπου ϵ_o και μ_o η διηλεκτρική σταθερά και η μαγνητική διαπερατότητα του κενού, $N_i = n_i - ik_i$ ο μιγαδικός δείκτης διάθλασης του μέσου i και θ_i η γωνία πρόσπτωσης στο μέσο i . Στην περίπτωση της παρούσας εργασίας θα θεωρήσουμε 3-στρωματικό υλικό με $i=1$ (αέρας), $i=2$ (μεταλλικό φιλμ) και $i=3$ (Si).

Αρχικά η συνθήκη ότι οι εφαπτομενικές συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου, οι οποίες προέρχονται από τη λύση των εξισώσεων Maxwell, σε κάθε διεπιφάνεια πρέπει να είναι συνεχείς, οδηγεί σε αναλυτικές εξισώσεις για τις συνιστώσες του Η/Μ πεδίου σε κάθε διεπιφάνεια. Οι εξισώσεις αυτές μπορούν να γραφούν υπό μορφή πινάκων ως εξής

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E_{a/m}}{E_{m/Si}} \\ \frac{H_{a/m}}{E_{m/Si}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i \sin \delta}{\eta_2} \\ i \eta_2 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_3 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

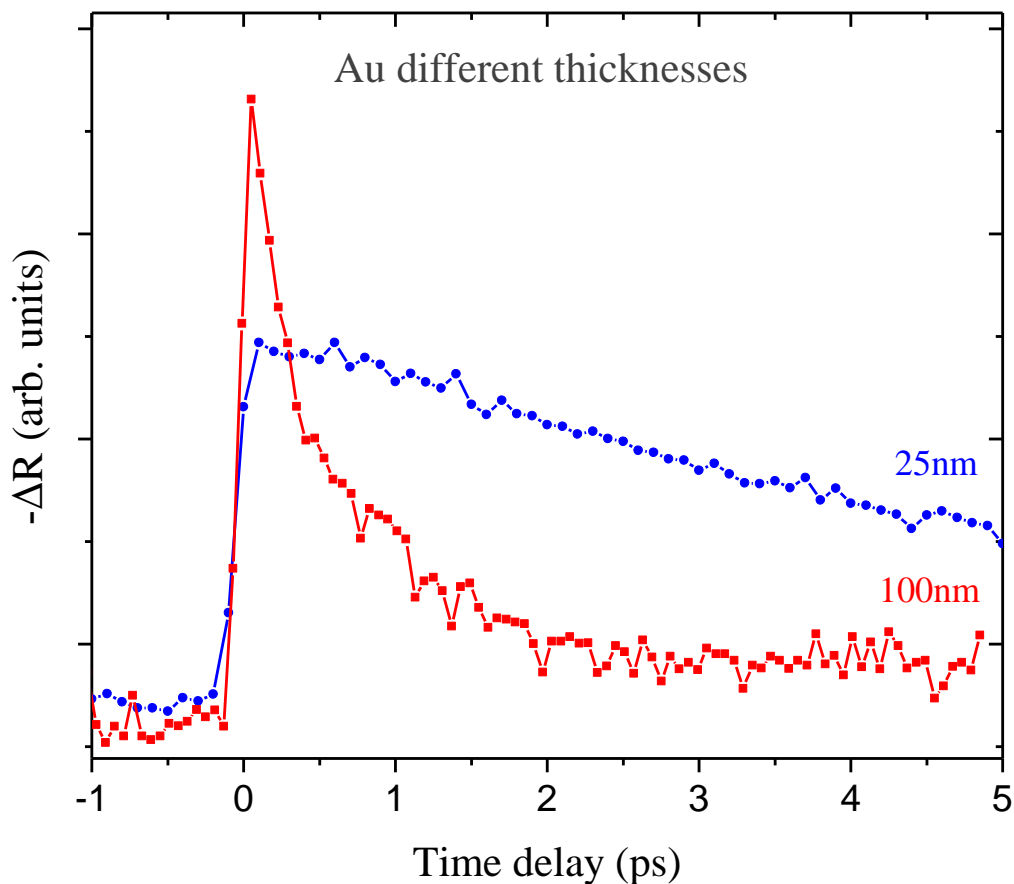
όπου $E_{a/m}$ και $H_{a/m}$ οι συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου στην μπροστά (αέρας/ μεταλλικό φιλμ) επιφάνεια και $E_{m/Si}$ η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου στην πίσω (μεταλλικό φιλμ/Si) επιφάνεια και δ ($\delta = \frac{2\pi N_2 L \cos \theta_2}{\lambda_0}$) η μετατόπιση φάσης που υφίσταται το κύμα καθώς διαπερνάει το μεταλλικό φιλμ, όπου L το πάχος του μεταλλικού φιλμ [71]. Οι B και C είναι οι κανονικοποιημένες συνιστώσες του ηλεκτρικού και μαγνητικού πεδίου αντίστοιχα στην μπροστά επιφάνεια. Για την περίπτωση μας, όπου χρησιμοποιήθηκαν 3-στρωματικά υλικά με το μεταλλικό φιλμ να βρίσκεται ανάμεσα σε δύο μη απορροφητικά υλικά (αέρας, Si), η ολική ανακλαστικότητα R , η απορρόφηση από το μεταλλικό φιλμ, A και η διάδοση στο τρίτο μέσο, T , δίνονται από τις ακόλουθες σχέσεις

$$\begin{aligned} R &= \left(\frac{\eta_1 B - C}{\eta_1 B + C} \right) \left(\frac{\eta_1 B - C}{\eta_1 B + C} \right)^* \\ T &= \left(\frac{4\eta_1 \operatorname{Re}[\eta_3]}{(\eta_1 B + C)(\eta_1 B + C)^*} \right) \\ A &= \left(\frac{4\eta_1 \operatorname{Re}[BC^* - \eta_3]}{(\eta_1 B + C)(\eta_1 B + C)^*} \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

όπου ο αστερίσκος δηλώνει το μιγαδικό συζυγές. Οι παραπάνω εκφράσεις ικανοποιούν την απαίτηση ότι $R+T+A=1$. Αξίζει να αναφερθεί ότι όλες οι επιμέρους συνιστώσες του H/M πεδίου, που προκύπτουν από διαδοχικές ανακλάσεις και διαδόσεις, προστίθενται σύμφωνα σε κάθε σημείο, ώστε να δώσουν τελικά τα αποτελέσματα της σχέσης (5.4).

5.3. Προκαταρκτικά πειράματα ή έλεγχος της πειραματικής διάταξης

Αρχικά, η πειραματική διάταξη άντλησης - ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας, χρησιμοποιήθηκε για μετρήσεις σε λεπτά φιλμ Au, υλικό το οποίο έχει μελετηθεί εκτενώς σε προηγούμενες πειραματικές εργασίες [17, 72, 73]. Κατά την ακτινοβολήση φιλμ Au διαφορετικού πάχους, η μεταφορά θερμότητας από τα ηλεκτρόνια, σε αρχικούς χρόνους, με femtosecond διακριτική ικανότητα, μελετήθηκε από τον E. P. Ippen [17] μέσω πειραμάτων αλλαγής ανακλαστικότητας, ανιχνεύοντας τόσο τη μπροστά όσο και την πίσω επιφάνεια του Au. Τα αποτελέσματα των πειραμάτων ανίχνευσης της πίσω επιφάνειας, έδειξαν ότι η χρονική καθυστέρηση της αύξησης του σήματος ανακλαστικότητας αυξάνεται γραμμικά καθώς αυξάνεται το πάχος του φιλμ, γεγονός που οδήγησε στην εξαγωγή της ταχύτητας κίνησης των μη θερμικών ηλεκτρονίων στο Au, η οποία προέκυψε της ίδιας τάξης μεγέθους με την ταχύτητα Fermi (βαλλιστική κίνηση). Στα πειράματα ανίχνευσης της μπροστά επιφάνειας των Au φιλμ, τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο ρυθμός μείωσης του σήματος της ανακλαστικότητας είναι πιο αργός στην περίπτωση των λεπτότερων φιλμ Au. Το γεγονός αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής: σε φιλμ πάχους μεγαλύτερο από το οπτικό βάθος διείσδυσης ($\beta=13.5\text{nm}$ για Au στα 800nm), η μείωση του σήματος της ανακλαστικότητας οφείλεται στη συνδιαστική επίδραση δύο φαινομένων α) της βαλλιστικής κίνησης των ηλεκτρονίων μακριά από την επιφάνεια ανίχνευσης και β) της ανταλλαγής ενέργειας των ηλεκτρονίων με το μεταλλικό πλέγμα. Όταν το πάχος του φιλμ μειώνεται και γίνεται συγκρίσιμο με το οπτικό βάθος διείσδυσης τότε το φαινόμενο της βαλλιστικής κίνησης παύει να επιδρά και έτσι η μείωση του σήματος γίνεται πλέον πιο αργή, αφού οφείλεται μόνο στο φαινόμενο της ανταλλαγής ενέργειας με το πλέγμα.



Σχήμα 5.1: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για δύο διαφορετικά πάχη φιλμ Au, 25 (μπλε) και 100nm (κόκκινη)

Έτσι για τα προκαταρκτικά πειράματα, επιλέχθηκαν δύο λεπτά φιλμ Au, με πάχη 25 και 100nm. Το σήμα της αλλαγής της ανακλαστικότητας, όπως φαίνεται από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.1, προκύπτει αρνητικό, γεγονός αναμενόμενο για ενέργειες φωτονίων ανίχνευσης, ίσες με 1.55eV, μικρότερες από το όριο ενέργειας έμμεσης μετάβασης για το Au (Interband Transition Threshold, ITT=2.4eV για το Au) [18]. Επίσης, η μείωση του σήματος ανακλαστικότητας, στην περίπτωση του φιλμ πάχους 100nm, διαρκεί ~1-2ps, χρονική διάρκεια που συμπίπτει με τα αποτελέσματα πειραμάτων άντλησης-ελέγχου παλαιότερων εργασιών [17]. Επιπλέον, συγκρίνοντας τα δύο πάχη, ο ρυθμός μείωσης του σήματος προκύπτει γρηγορότερος στην περίπτωση του παχύτερου φιλμ Au, αποτέλεσμα που συγκλίνει με τα αποτελέσματα

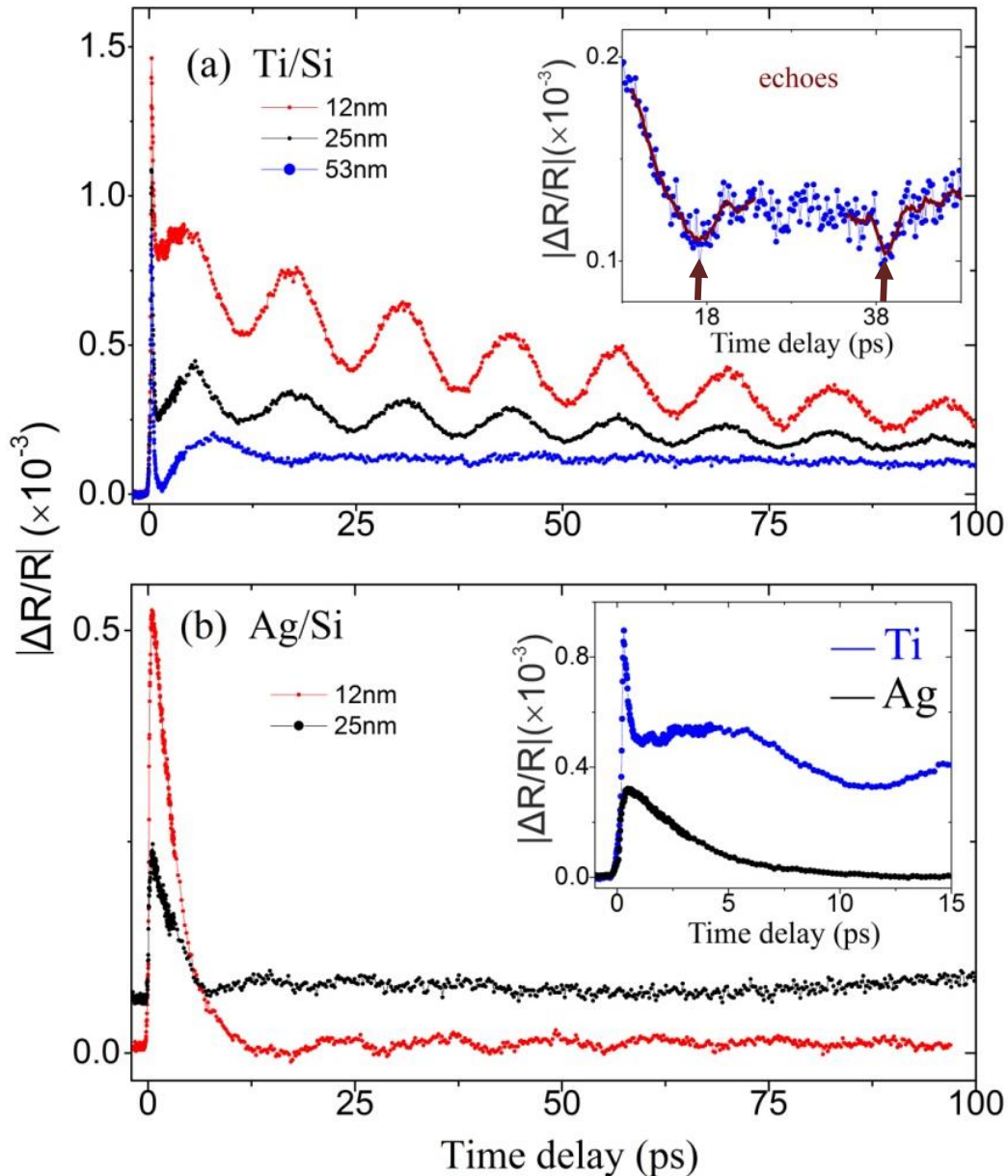
των Ippen et al [17]. Τα συμπεράσματα αυτά μας επιτρέπουν τη χρήση της πειραματικής διάταξης για την εξέταση νέων υλικών δομών.

5.4. Πειραματική μελέτη του ρόλου του πάχους του μεταλλικού οπτοακουστικού μετατροπέα

Πειραματικές μετρήσεις αλλαγών ανακλαστικότητας πραγματοποιήθηκαν σε δείγματα Si (100) επικαλυμμένα από λεπτά, διαφορετικού πάχους, μεταλλικά φιλμ Ti και Ag. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων για τρία υμένα Ti, διαφορετικών παχών και δύο υμένα Ag, διαφορετικών παχών παρουσιάζονται στα Σχήματα 5.2(a) και 5.2(b), αντίστοιχα. Όπως φαίνεται, σε όλες τις περιπτώσεις, τα σήματα σε αρχικούς χρόνους εμφανίζουν μία απότομη αλλαγή στην ανακλαστικότητα, η οποία όπως έχει προαναφερθεί οφείλεται στη διέγερση των ηλεκτρονίων του μετάλλου, στην αρχική θέρμανση τους και στη μετέπειτα ψύξη τους μέσω κυρίως της αλληλεπίδρασης τους με το πλέγμα. Μετά από τη διέγερση, ένα μέρος των μη-θερμικών ηλεκτρονίων φτάνει σε ισορροπία, μέσω αλληλεπιδράσεων ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου και ηλεκτρονίου-φωτονίου. Τα σήματα, στη συνέχεια μειώνονται καθώς ένα μέρος των μη-θερμικών και θερμικών ηλεκτρονίων, μεταφέρουν την επιπλέον ενέργεια τους μακριά από την επιφάνεια, διαμέσου αλληλεπιδράσεων ηλεκτρονίου-φωτονίου, θερμικής διάχυσης και βαλλιστικής μεταφοράς.

Η αρχική ηλεκτρονιακή συνεισφορά στα σήματα της ανακλαστικότητας ακολουθείται στη συνέχεια από μία ημιτονοειδούς τύπου ταλάντωση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2. Η ταλάντωση αυτή για τα δείγματα Ti/Si αναπτύσσεται πάνω σε ένα εκθετικά μειούμενο σήμα το οποίο διαρκεί αρκετά δεκάδες ps, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2(a). Η εκθετική αυτή πτώση δεν παρατηρείται για τα δείγματα Ag/Si, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2(b). Η διαφοροποίηση αυτή οφείλεται στις διαφορετικές τιμές της θερμοκρασίας του μεταλλικού πλέγματος για τα δύο μέταλλα και στη χρονική τους εξέλιξη, όπως υπολογίστηκε από το ETTM. Πράγματι μετά τη Θ.Ι. μεταξύ ηλεκτρονίων-πλέγματος, η θερμοκρασία του πλέγματος Τιτανίου είναι πολύ μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία του πλέγματος Αργύρου και μάλιστα μειώνεται σε δεκάδες ps (μείωση 200K μέσα σε 50ps,

βλ. Σχήμα 5.6). Σε αντίθεση με το πλέγμα Τιτανίου, η θερμοκρασία του πλέγματος Αργύρου παραμένει σταθερή για την ίδια χρονική περίοδο.



Σχήμα 5.2: (a) Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για τρία πάχη Ti, σε δείγματα Ti/Si. Στο ένθετο καταγράφονται η 1^η και η 2^η ανάκλαση του ελαστικού κύματος μέσα στο 53nm φιλμ Ti. (b) Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για δύο πάχη Ag, σε δείγματα Ag/Si. Τα δύο σήματα είναι κάθετα μετατοπισμένα για καλύτερη σαφήνεια. Το ένθετο δείχνει τη γρήγορη (μικρότερη από 1ps) και την πιο αργή (~10ps) μείωση του σήματος ανακλαστικότητας, για τα μεταλλικά φιλμ Ti και Ag, αντίστοιχα. Σε όλες τις περιπτώσεις, η περίοδος της ταλάντωσης (~13ps) αντιστοιχεί στην περίοδο Brillouin στο Si

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2(a), το πλάτος της παρατηρούμενης ταλάντωσης είναι μεγαλύτερο στην περίπτωση του λεπτότερου (12nm) φιλμ Ti και μειώνεται καθώς αυξάνεται το πάχος του μεταλλικού φιλμ. Στην περίπτωση του παχύτερου φιλμ (53nm±1nm) Ti τελικά μόνο μία ταλάντωση διακρίνεται, γύρω στα ~10ps. Για τα δείγματα Ag/Si το πλάτος της ταλάντωσης είναι σημαντικά μικρότερο σε σύγκριση με τα πλάτη για τα αντίστοιχα πάχη των δειγμάτων Ti/Si, όπως διακρίνεται στο Σχήμα 5.2(b).

Ένα μέρος της προσπίπτουσας ενέργειας laser απορροφάται από το λεπτό μεταλλικό φιλμ και τελικά μετατρέπεται σε κίνηση του μεταλλικού πλέγματος, δημιουργώντας έτσι ένα διαμήκες ακουστικό κύμα μέσα στο μεταλλικό φιλμ. Οι ανακλάσεις του ακουστικού κύματος από τη διεπιφάνεια μετάλλου-Si μπορούν να εμφανιστούν στο σήμα της ανακλαστικότητας σε χρόνους ίσους με τα ακέραια πολλαπλάσια της σχέσης (3.29).

Δύο τέτοιες ανακλάσεις διακρίνονται στο ένθετο του Σχήματος 5.2(a) για την περίπτωση του 53nm Ti/Si. Οι χρόνοι που εμφανίζονται οι δύο πρώτες ανακλάσεις του ακουστικού κύματος (17 και 39ps) συμφωνούν με την αναμενόμενη διαμήκη ταχύτητα διάδοσης του ακουστικού κύματος μέσα στο Ti (βλ. Πίνακα 5.2). Στις περιπτώσεις των 12 και 25nm Ti/Si τέτοιες ανακλάσεις δε διακρίνονται λόγω της εμφανιζόμενης ισχυρής ημιτονοειδούς ταλάντωσης, η οποία φαίνεται να κρύβει τις ανακλάσεις του ακουστικού κύματος.

Το παραγόμενο ακουστικό κύμα στη συνέχεια περνάει και διαδίδεται μέσα στο Si. Η απόδοση σύζευξης του ακουστικού κύματος στο Si καθορίζεται από το ταίριασμα της ακουστικής εμπέδησης μεταξύ του μεταλλικού φιλμ και του υποστρώματος Si. Παράλληλα, ένα μέρος της ακτινοβολίας άντλησης διαδίδεται μέσα στο Si, ποσοστό ~15% και για τις 2 περιπτώσεις (Ti και Ag) 25nm φιλμ². Αυτό το μικρό ποσοστό ακτινοβολίας δεν είναι δυνατό να προκαλέσει διέγερση του Si, σε καμία από τις περιπτώσεις γιατί η απορρόφηση Si είναι αμελητέα, γεγονός που επιβεβαιώθηκε και πειραματικά με μετρήσεις ανακλαστικότητας σε Si wafers. Στις περισσότερες περιπτώσεις, το πάχος των μεταλλικών φιλμ είναι αρκετά μικρό ώστε να επιτραπεί σε ένα μέρος του H/M κύματος ανίχνευσης να ανιχνεύσει το ακουστικό κύμα καθώς ταξιδεύει μέσα το Si. Η διαδικασία ανίχνευσης παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχήμα 3.10 και έχει ως εξής: ένα μέρος της δέσμης ανίχνευσης αρχικά ανακλάται καθώς προσπίπτει

² Το ποσοστό προέκυψε μέσω υπολογισμών για τα δύο υμένια, με τη Μέθοδο Πινάκων Μεταφοράς

στο δείγμα (R_{pr1}). Ένα μικρό μέρος της δέσμης, το οποίο δεν απορροφάται από το μεταλλικό φιλμ, διαδίδεται μέσα στο Si (T_{pr1}). Ένα μέρος της δέσμης που διαδίδεται στο Si θα ανακλαστεί από το διαδιδόμενο ακουστικό κύμα και θα επιστρέψει πίσω προς την επιφάνεια του δείγματος, αφού υποστεί απώλειες από ανάκλαση και απορρόφηση. Τελικά ένα μικρό μέρος της δέσμης ανίχνευσης θα βγει τελικά έξω από την επιφάνεια του δείγματος (T_{pr2}). Η παρατηρούμενη ταλάντωση στα σήματα, του Σχήματος 5.2, προκύπτει από τη συμβολή των R_{pr1} και T_{pr2} δεσμών. Η περίοδος της ταλάντωσης αντιστοιχεί σε διαφορά φάσης 2π μεταξύ των R_{pr1} και T_{pr2} δεσμών. Αυτό προαπαιτεί ότι το διαμήκες ακουστικό κύμα πρέπει να ταξιδέψει μία απόσταση η οποία αντιστοιχεί σε μία οπτική περίοδο της δέσμης ανίχνευσης ($E_T = 2.7\text{fs}$). Τα μέγιστα της ταλάντωσης εμφανίζονται όταν η οπτική χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών R_{pr1} και T_{pr2} είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του E_T .

Αφού το ηλεκτρικό πεδίο των συμβαλλόμενων παλμών έχει Gaussian χρονική περιβάλλουσα, με χρονοδιάρκεια 35fs, καθώς η σχετική χρονική καθυστέρηση μεταξύ τους αυξάνεται, το πλάτος της προκύπτουσας ταλάντωσης μειώνεται, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2(a), για μεγαλύτερους χρόνους [74]. Είναι γνωστό ότι στην περίπτωση παλμών laser με Gaussian χρονική περιβάλλουσα, η συνάρτηση αυτοσυσχέτισης είναι επίσης Gaussian μορφής, με χρονικό εύρος (FWHM) $\sqrt{2}$ φορές μεγαλύτερο από το εύρος του κάθε παλμού χωριστά. Στη δική μας περίπτωση αυτό σημαίνει ότι μία μείωση 50% στο πλάτος της ταλάντωσης αναμένεται για 6 χρονικές περιόδους μετά το πρώτο παρατηρούμενο μέγιστο της ταλάντωσης. Πράγματι αυτό συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.2(a). Επιπλέον, η αναμενόμενη ακουστική εξασθένιση του σήματος για χρόνο έως 100ps (ο οποίος αντιστοιχεί σε απόσταση διάδοσης του ακουστικού κύματος ίση με $\sim 850\text{nm}$ μέσα στο Si) εκτιμάται να είναι όχι περισσότερο από 1% με βάση τα δεδομένα ακουστικής εξασθένισης που παραθέτονται στην αναφορά [75]. Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι η οπτική απορρόφηση του 795nm μήκους κύματος για την παραπάνω απόσταση διάδοσης του ακουστικού κύματος μέσα στο Si, είναι αμελητέα και δεν συνεισφέρει στη μείωση του πλάτους της ταλάντωσης.

Λαμβάνοντας υπόψη το δείκτη διάθλασης του Si στο συγκεκριμένο μήκος κύματος ανίχνευσης (795nm) $n_{Si}=3.7$, ο οπτικός δρόμος της δέσμης μέσα στο Si είναι

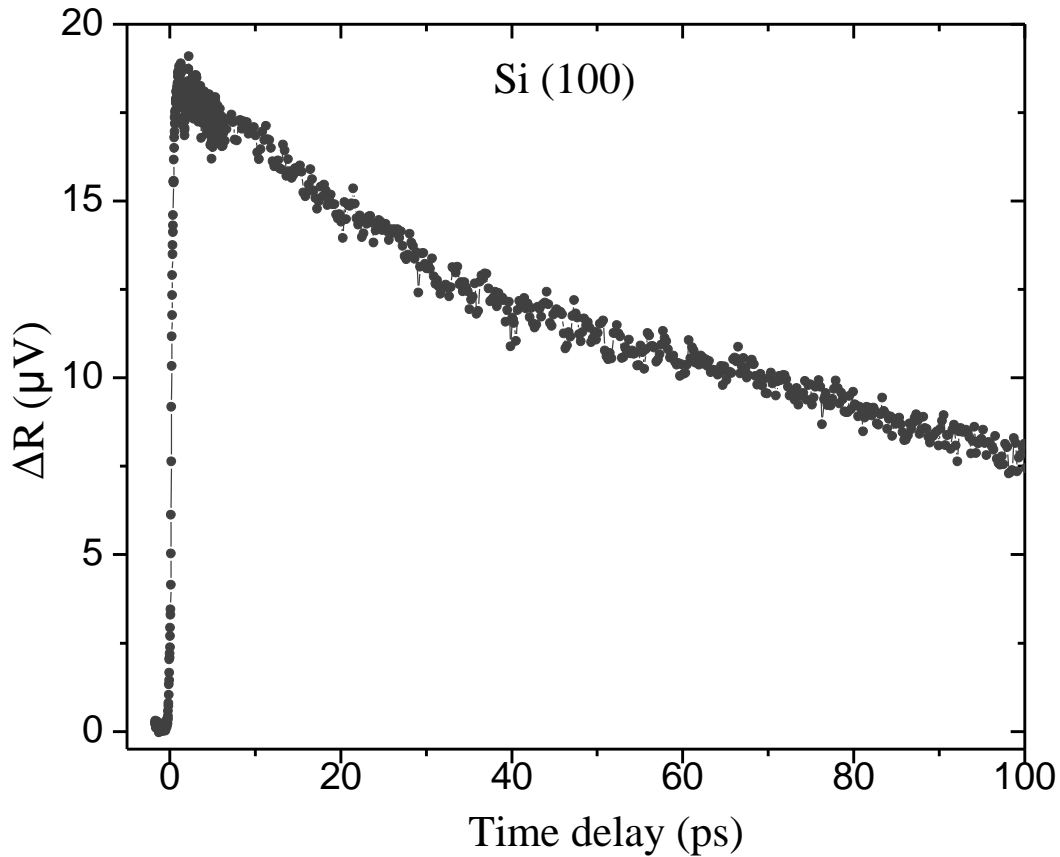
$d_{opt}=E_{TC}/n_{Si}\approx 219$ nm, όπου c η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Ο χρόνος που χρειάζεται το ακουστικό κύμα για να διανύσει αυτή την απόσταση είναι $\tau_{osc} = \frac{d_{opt}}{2u_{Si}} \approx 13ps$, όπου u_{Si} είναι η διαμήκης ταχύτητα του ήχου στο Si ($u_{Si}=8560m/s$).

Ένας άλλος τρόπος για την κατανόηση του ίδιου φαινομένου είναι η εφαρμογή της συνθήκης Bragg, έτσι ώστε η διαφορά οπτικού δρόμου μεταξύ δύο διαδοχικών ακτίνων φωτός πρέπει να είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος λ (ενισχυτική συμβολή μεταξύ R_{pr1} και T_{pr2} δεσμών). Έτσι

$$d_{opt} = 2\tau_{osc}u_{Si} = \frac{E_{TC}}{n_{Si}} = \frac{\lambda}{n_{Si}} \Rightarrow \frac{1}{\tau_{osc}} = f_{Br} = \frac{2n_{Si}u_{Si}}{\lambda} \quad (5.5)$$

η οποία είναι η γνωστή συχνότητα σκέδασης Brillouin (f_{Br}), για κάθετη πρόσπτωση, η οποία παρατηρείται όταν η δέσμη φωτός συναντήσει μεταβολές του δείκτη διάθλασης μέσα σε ένα οπτικά διαπερατό υλικό, λόγω παραμορφώσεων του πλέγματος. Στην περίπτωση μας για το Si, από τη σχέση (5.5) προκύπτει η συχνότητα Brillouin $f_{Br}\approx 80GHz$, η οποία αντιστοιχεί σε χρονική περίοδο ταλάντωσης $\tau_{osc}\approx 13ps$. Αυτή είναι και ακριβώς η χρονική περίοδος της ταλάντωσης που παρατηρείται πειραματικά και στις δύο περιπτώσεις δειγμάτων Ti/Si και Ag/Si, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2.

Πειράματα άντλησης-ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας πραγματοποιήθηκαν επίσης σε wafer Si, με πυκνότητα ενέργειας άντλησης $20mJ/cm^2$. Όπως προκύπτει από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.3, το σήμα δεν εμφανίζει τη χαρακτηριστική ταλάντωση Brillouin. Το γεγονός αυτό είναι αναμενόμενο, αφού η απορρόφηση της H/M ακτινοβολίας από το Si είναι πολύ πιο ασθενής συγκριτικά με αυτήν από το μεταλλικό φιλμ. Συγκεκριμένα στο Si, το οπτικό βάθος απορρόφησης είναι μεγάλο, $\sim 13\mu m$ στα $800nm$ και έτσι δεν παρουσιάζεται βαθμίδα θερμοκρασίας, όπως στα μέταλλα [76].



Σχήμα 5.3: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας για wafer Si (100)

Για μία ποσοτική περιγραφή των μετρήσιμων σημάτων σε όλες τις περιπτώσεις φιλμ μετάλλου/Si και για να εξάγουμε τη σχετική τιμή της καθαρής ακουστικής παραμόρφωσης (net acoustic strain relative strength), αναλυτικοί οπτικοί υπολογισμοί έγιναν για λεπτά μεταλλικά φιλμ σε υπόστρωμα Si με τη Μέθοδο Πινάκων Μεταφοράς (Transfer Matrix Method) [70]. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται στα διαφορετικά συστήματα δειγμάτων υποθέτοντας ότι η H/M ακτινοβολία ανίχνευσης που ταξιδεύει κατά την αέρας→φιλμ→Si κατεύθυνση ανακλάται πλήρως από τον ακουστικό παλμό μέσα στο Si και στη συνέχεια επιστρέφει πίσω προς την Si→φιλμ→αέρας κατεύθυνση. Με τον τρόπο αυτό προσπαθούμε να αποκλείσουμε τη συνεισφορά στο μετρούμενο σήμα, από τις διαφορετικές οπτικές ιδιότητες των δύο συστημάτων. Έτσι τελικά καταφέρνουμε να αποκτήσουμε καθαρότερη εικόνα για τις παραγόμενες τιμές καθαρού ακουστικού σήματος των δύο διαφορετικών συστημάτων. Τα αποτελέσματα

συνοψίζονται στον Πίνακα 5.1 για τα δύο διαφορετικά συστήματα. Εδώ πρέπει να αναφερθεί ότι η υπόθεση αυτή δε λαμβάνει υπόψη τα διαφορετικά χωρικά προφίλ του ακουστικού παλμού που διαδίδονται στο Si, από τους διαφορετικούς μεταλλικούς μετατροπείς. Βασιζόμενοι σε αυτές τις υποθέσεις, παραθέτουμε επίσης στον Πίνακα 5.1 την αναμενόμενη απόδοση άντλησης, p_{eff} , του ακουστικού σήματος της ταλάντωσης Brillouin για κάθε πειραματικό σύστημα, η οποία ορίζεται ως ο λόγος της T_{pr2} ως προς την R_{pr1} .

<i>Thickness</i>	<i>Metal</i>	R_{pr1}	T_{pr2}	p_{eff} (%)
$L=12\text{nm}$	Ti	0.574	0.102	17.8
	Ag	0.616	0.158	25.5
$L=25\text{nm}$	Ti	0.656	0.027	4.1
	Ag	0.828	0.027	3.3
$L=53\text{nm}$	Ti	0.683	0.002	0.2

Πίνακας 5.1: Υπολογισμοί, με βάση τη Μέθοδο Πινάκων Μεταφοράς (*Transfer Matrix Method*), της ανακλαστικότητας R_{pr1} , της διάδοσης T_{pr2} και της απόδοσης άντλησης του ακουστικού σήματος, p_{eff} για τα διάφορα πειραματικά συστήματα δειγμάτων

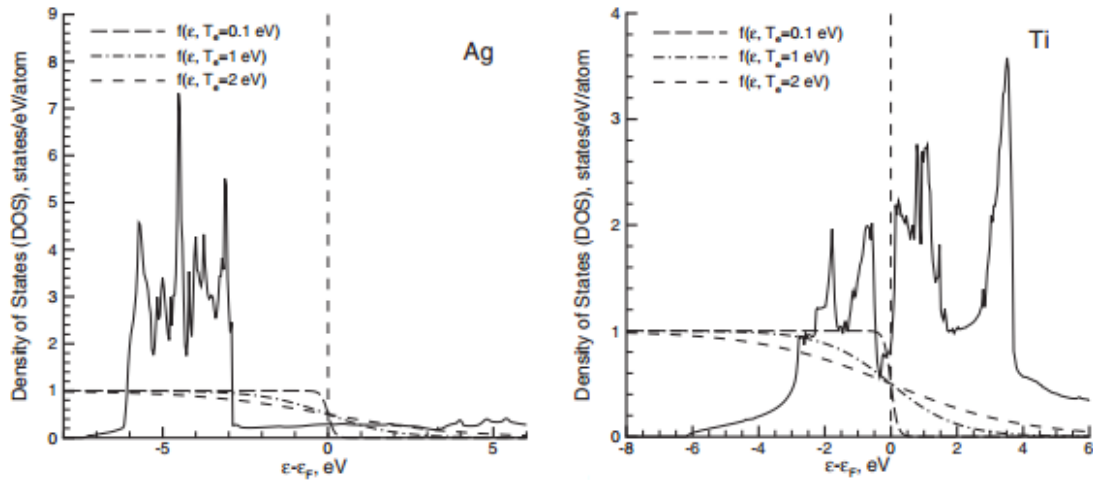
Ας συγκρίνουμε στο σημείο αυτό τα δύο συστήματα Ti/Si και Ag/Si για το ίδιο πάχος μεταλλικού φιλμ πάντα υποθέτοντας το ίδιο, επαγόμενο, ακουστικό κύμα μέσα στο Si: παρατηρούμε ότι για την περίπτωση των 12nm πάχους μεταλλικών φιλμ, θα περιμέναμε μία αύξηση σήματος κατά ένα παράγοντα ~ 1.4 για την περίπτωση του Ag/Si σε σχέση με Ti/Si, ενώ για την περίπτωση των 25nm μεταλλικών φιλμ, θα περιμέναμε μία μείωση σήματος κατά ένα παράγοντα ~ 0.8 για την περίπτωση του Ag/Si σε σχέση με Ti/Si. Αυτή βέβαια δεν είναι η συμπεριφορά που προκύπτει από τα πειραματικά αποτελέσματα όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2, λόγω του διαφορετικού επαγόμενου strain στα διαφορετικά συστήματα δειγμάτων. Για την περίπτωση των 12nm μεταλλικών φιλμ, η πειραματικά παρατηρούμενη κορυφή Brillouin, γύρω στα $\sim 20\text{ps}$, είναι $\sim 50 \pm 10$ φορές μεγαλύτερη για

την περίπτωση του Ti/Si σε σχέση με Ag/Si, ενώ για την περίπτωση των 25nm μεταλλικών φιλμ, είναι $\sim 5 \pm 0.5$ φορές μεγαλύτερη για την περίπτωση του Ti/Si σε σχέση με Ag/Si. Λαμβάνοντας υπόψη την υπολογιζόμενη τιμή της απόδοσης άντλησης, p_{eff} , από τον Πίνακα 5.1 (θεωρώντας το ίδιο χωρικό προφίλ ακουστικού κύματος για τους δύο ακουστικούς μετατροπείς), τα διορθωμένα σήματα εκτιμώνται να είναι $\sim 35 \pm 7$ φορές μεγαλύτερα για την περίπτωση του Ti/Si σε σχέση με Ag/Si (για πάχος φιλμ 12nm) και $\sim 6 \pm 0.6$ φορές μεγαλύτερα για την περίπτωση του Ti/Si σε σχέση με Ag/Si (για πάχος φιλμ 25nm). Στη συνέχεια, αριθμητικοί υπολογισμοί του διαδιδόμενου strain παλμού πραγματοποιούνται με τη βοήθεια του θερμο-μηχανικού μοντέλου και τα αποτελέσματα του παραθέτονται στην παράγραφο 5.7.

5.5. Υμένιο Τιτανίου σαν οπτοακουστικός μετατροπέας/ σύγκριση με Άργυρο

Τα δύο μεταλλικά φιλμ, Ti και Ag, που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα διατριβή, για τη γένεση των ακουστικών κυμάτων, παρουσιάζουν διαφορετική συμπεριφορά, όπως φαίνεται και στο ένθετο του Σχήματος 5.2(b). Όπως παρατηρείται, η αρχική γρήγορη αύξηση του σήματος της ανακλαστικότητας και η ακόλουθη μείωσή του για τον Ag διαρκεί ~ 10 ps, διάρκεια πολύ μεγαλύτερη από αυτήν που μετράται για το Ti (~ 1 ps). Οι διαδικασίες δηλαδή θέρμανσης και ψύξης των ηλεκτρονίων του μετάλλου, λόγω σκεδάσεων ηλεκτρονίου-φωτονίου, θερμικής διάχυσης και βαλλιστικής μεταφοράς, είναι πολύ πιο γρήγορες στην περίπτωση του Ti σε σχέση με τον Ag. Το γεγονός αυτό αποδίδεται στις πολύ διαφορετικές τιμές του παράγοντα G_{e-ph} για τα δύο μέταλλα. Συγκεκριμένα για θερμοκρασίες ηλεκτρονίων από 300K έως 5000K, ο παράγοντας G_{e-ph} για το Ti αυξάνει γραμμικά από $1.4 \times 10^{18} \text{Wm}^{-3}\text{K}^{-1}$ σε $4 \times 10^{18} \text{Wm}^{-3}\text{K}^{-1}$ ενώ για το Ag παραμένει σταθερός και ίσος με $2.5 \times 10^{16} \text{Wm}^{-3}\text{K}^{-1}$ [41]. Αυτή η, περίπου δύο τάξεις μεγέθους, διαφορά στον παράγοντα G_{e-ph} για τα δύο μέταλλα εξηγεί τους πειραματικά παρατηρούμενους διαφορετικούς χρόνους αποκατάστασης. Το Ti είναι ένα μέταλλο με πολύ γρήγορο χρόνο αποκατάστασης λόγω του ιδιαίτερα μεγάλου παράγοντα G_{e-ph} .

Επίσης, τα δύο μέταλλα έχουν πολύ διαφορετικές πυκνότητες καταστάσεων. Στο Σχήμα 5.4 παραθέτονται οι πυκνότητες καταστάσεων των δύο μετάλλων με βάση την αναφορά [41].



Σχήμα 5.4: Οι πυκνότητες καταστάσεων των μετάλλων Ag και Ti (από [41])

Τέλος τα δύο μέταλλα παρουσιάζουν διαφορετικές ελαστικές ιδιότητες. Στον Πίνακα 5.2 παρουσιάζονται οι ελαστικές σταθερές των δύο μετάλλων και οι υπολογισμένες με βάση αυτές, τιμές της ταχύτητας διάδοσης του ακουστικού κύματος v_L και της ακουστικής εμπέδησης Z .

<i>Metal</i>	<i>Poisson ratio</i> ν	<i>Young's Modulus</i> E (GPa)	<i>Density</i> ρ (Kg/m ³)	<i>Sound velocity</i> v_L (m/s)	<i>Acoustic impedance</i> $Z=\rho v_L$ (MRayl)
Ti	0.32	116	4500	6075	27
Ag	0.37	83	10500	3600	38

Πίνακας 5.2: Ελαστικές σταθερές και πυκνότητα των μετάλλων Ti και Ag. Η ταχύτητα του ακουστικού κύματος υπολογίστηκε με βάση τη σχέση (3.16) από τις ελαστικές σταθερές

5.6. Το θερμο-μηχανικό μοντέλο

Για την περιγραφή των φυσικών μηχανισμών που λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια και μετά την οπτική διέγερση καθώς και της δημιουργίας ακουστικών κυμάτων, αναπτύχθηκε ένα θερμο-μηχανικό μοντέλο. Το μοντέλο αυτό συνδιάζει το ETTM, που περιγράφηκε στην παράγραφο 2.4, με τη θεωρία ελαστικότητας για να περιγράψει την ηλεκτρονική διέγερση, την ανταλλαγή ενέργειας μεταξύ ηλεκτρονίων και πλέγματος καθώς και τη χωρο-χρονική κατανομή του παραγόμενου strain. Το μοντέλο αυτό προβλέπει τη δημιουργία ενός ελαστικού κύματος στο μέταλλο, λόγω της θέρμανσης του και τη διάδοση του στη συνέχεια στο υπόστρωμα Si. Έτσι οι εξισώσεις του ETTM (σχέση (2.5)) διαμορφώθηκαν κατάλληλα ώστε να συμπεριλάβουν τον παραγόμενο ελαστικό παλμό. Οι νέες εξισώσεις που περιγράφουν το θερμο-μηχανικό μοντέλο είναι οι ακόλουθες

$$\begin{aligned}
 C_e(T_e)^{(2)} \frac{\partial T_e^{(2)}}{\partial t} &= \vec{\nabla} \bullet (K_e^{(2)} \vec{\nabla} T_e^{(2)}) - G^{(2)} (T_e^{(2)} - T_l^{(2)}) + \frac{\partial U_{ee}}{\partial t} \\
 C_l(T_l)^{(2)} \frac{\partial T_l^{(2)}}{\partial t} &= G^{(2)} (T_e^{(2)} - T_l^{(2)}) + \frac{\partial U_{el}}{\partial t} - (3\lambda^{(2)} + 2\mu^{(2)}) \alpha^{(2)} T_l^{(2)} \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jj}^{(2)} \\
 C_l(T_l)^{(3)} \frac{\partial T_l^{(3)}}{\partial t} &= \vec{\nabla} \bullet (K_l^{(3)} \vec{\nabla} T_l^{(3)}) - (3\lambda^{(3)} + 2\mu^{(3)}) \alpha^{(3)} T_l^{(3)} \sum_{j=1}^3 \varepsilon_{jj}^{(3)} \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

όπου οι δείκτες e και l δηλώνουν τα ηλεκτρόνια και το πλέγμα, αντίστοιχα ενώ οι δείκτες (2) και (3) δηλώνουν το μέταλλο και το Si, αντίστοιχα. Λόγω της μεγάλης διαφοράς μεταξύ των διαστάσεων της δέσμης laser και του πάχους των μεταλλικών φιλμ, οι παραπάνω εξισώσεις μπορούν να λυθούν σε μία διάσταση, όπου μόνο το strain ε_{xx} υφίσταται. Για τον υπολογισμό της χωροχρονικής μετατόπισης του πλέγματος σε μια διάσταση χρησιμοποιείται η κυματική εξίσωση (3.19) με τάση

$$\sigma_{xx}^{(i)} = (\lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)}) \varepsilon^{(i)} - (3\lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)}) \alpha^{(i)} (T_l^{(i)} - T_0) \quad (5.7)$$

όπου $T_0=300\text{K}$ και ο δείκτης (i) παίρνει τις τιμές 2, 3 για το μεταλλικό φιλμ και το Si, αντίστοιχα. Οπότε τελικά προκύπτει η εξίσωση

$$\rho^{(i)} \frac{\partial^2 u^{(i)}(x,t)}{\partial t^2} = (\lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)}) \frac{\partial^2 u^{(i)}(x,t)}{\partial x^2} - (3\lambda^{(i)} + 2\mu^{(i)}) \alpha^{(2)} \frac{\partial T_L^{(i)}}{\partial t} \quad (5.8)$$

Οι πυκνότητες ενέργειας ανά μονάδα χρόνου που μεταφέρεται από τα μη θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ηλεκτρόνια ($\frac{\partial U_{ee}}{\partial t}$) και στο πλέγμα ($\frac{\partial U_{el}}{\partial t}$) εισάγονται από τη σχέση (2.22) ώστε να ληφθεί υπόψη ο δυναμικός χαρακτήρας του συντελεστή απορρόφησης. Και οι δύο αυτοί όροι είναι σημαντικοί, ιδιαίτερα στην περίπτωση υλικών με υψηλό παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου, όπως το Ti.

Αξίζει να επισημανθεί ότι οι θερμοφυσικές ιδιότητες έχουν συμπεριληφθεί στην εξίσωση (5.6) σαν μεταβαλλόμενες με τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, παράγοντες. Για να συμπεριληφθούν οι αναλυτικές τους συναρτήσεις, τα θεωρητικά δεδομένα για τα μέταλλα Ag και Ti, όπως υπολογίστηκαν από Lin et al [41], έγιναν fitting με πολυωνυμικές συναρτήσεις [29], ενώ οι σχετικές εκφράσεις για το υπόστρωμα Si παρέχονται από την αναφορά [77].

Ο υπολογισμός της θερμικής αγωγιμότητας για τον Ag έγινε μέσω της γενικής έκφρασης

$$K_e = \frac{[(\theta_e)^2 + 0.16]^{5/4} [(\theta_e)^2 + 0.44] \theta_e}{[(\theta_e)^2 + 0.092]^{1/2} [(\theta_e)^2 + \xi \theta_L]^{5/4}} \chi, \theta_e = \frac{T_e}{T_F}, \theta_L = \frac{T_L}{T_F} \quad (5.9)$$

όπου T_F η θερμοκρασία Fermi ($T_F = 63800\text{K}$ για τον Ag), $\chi=500\text{WK}^{-1}\text{s}^{-1}$ και $\xi=0.1715$.

Μία διαφορετική προσέγγιση ακολουθείται για το Ti επειδή οι παράμετροι χ και ξ δεν είναι γνωστές. Συγκεκριμένα η διαδικασία που ακολουθείται για να ξεπεράσει αυτή τη δυσκολία είναι χρησιμοποιώντας εναλλακτικές εκφράσεις [78], λαμβάνοντας υπόψη ότι ένα πολυώνυμο πρώτης τάξης μπορεί να περιγράψει κατάλληλα τη θεροκρασιακή εξάρτηση της θερμοχωρητικότητας των ηλεκτρονίων και του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου.

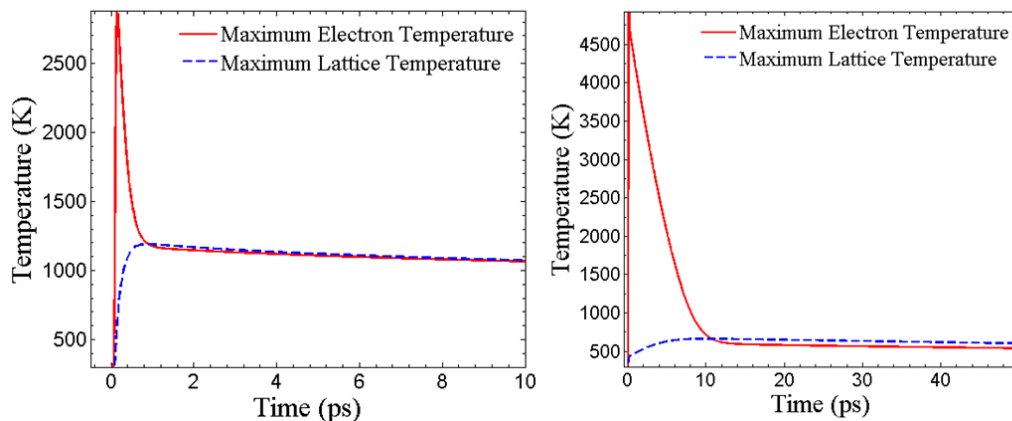
$$K_e = K_{e0} \frac{T_e}{\frac{A_e}{B_L}(T_e)^2 + T_L}, G = G_0 \left[\frac{A_e}{B_L}(T_e + T_L) + 1 \right] \quad (5.10)$$

όπου ο λόγος $\frac{A_e}{B_L}$, K_{e0} και G_0 μπορούν να προσδιοριστούν από μία διαδικασία ελαχιστοποίησης η οποία εξασφαλίζει ότι οι τελικές τιμές για τη θερμοχωρητικότητα και τον παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου, συμπίπτουν με τις τιμές που δίνουν οι Lin et al [41]. Η παραπάνω διαδικασία συνιστά μία γενικότερη προσέγγιση καθώς στην πράξη η τιμή της μέγιστης ηλεκτρονιακής θερμοκρασίας για το Ti (π.χ. στη διεπιφάνεια) δεν υπερβαίνει τους 3000K και ένα πολυώνυμο πρώτης τάξης μπορεί κατάλληλα να περιγράψει την εξέλιξη της θερμοχωρητικότητας και του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου. Επίσης αξίζει να τονιστεί ότι λόγω του υπερταχέου χαρακτήρα της H/M ακτινοβολίας, στους υπολογισμούς λαμβάνεται υπόψη ο δυναμικός χαρακτήρας του συντελεστή απορρόφησης του μεταλλικού φιλμ, όπως αναλυτικά περιγράφηκε στην παράγραφο 2.4.

Οι αριθμητικές λύσεις των εξισώσεων (5.6) πραγματοποιήθηκαν με χρήση ενός σχήματος πεπερασμένων διαφορών (finite difference method scheme) υποθέτοντας τέλεια θερμική επαφή μεταξύ των δύο μετάλλων και η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων καθώς και η ροή θερμότητας είναι συνεχής στη διεπιφάνεια, ώστε η αντίσταση της διεπιφάνειας να παραλείπεται. Το πάχος του δεύτερου στρώματος θεωρείται αρκετά μεγάλο ώστε η δέσμη laser να εξασθενίζει πριν φτάσει στην πίσω επιφάνεια του φιλμ. Αυτό επιτρέπει την εφαρμογή von Neumann συνοριακών συνθηκών καθώς και την παράλειψη απωλειών θερμότητας στις μπροστά και πίσω επιφάνειες του πολυστρωματικού υλικού. Όσον αφορά τη μηχανική απόκριση του πολυστρωματικού υλικού υποθέτουμε συνθήκες μη τάσης στην επιφάνεια του μεταλλικού φιλμ, αρχικά μηδενική μετατόπιση και ταχύτητα καθώς επίσης το πεδίο τάσης είναι συνεχές κατά μήκος της διεπιφάνειας.

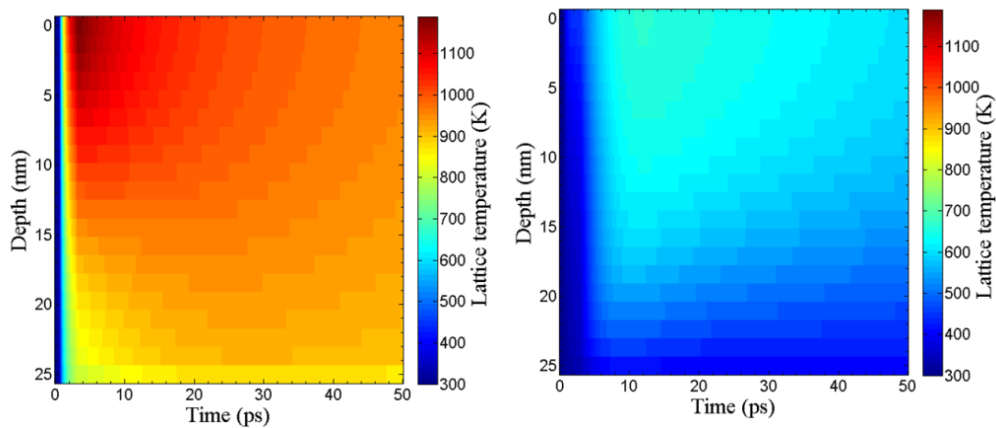
5.7. Θεωρητική προσέγγιση και σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα

Για τη διερεύνηση των φυσικών μηχανισμών καθώς και για τον υπολογισμό της παραγόμενης μηχανικής παραμόρφωσης, αναπτύχθηκε ένα θερμομηχανικό μοντέλο το οποίο προσομοιάζει τη μεταφορά θερμότητας από τη δέσμη laser, τη διέγερση των ηλεκτρονίων, τις αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίου-φωτονίου και τελικά την παραγωγή παραμόρφωσης για τα συστήματα Ti/Si και Ag/Si. Το θερμο-μηχανικό μοντέλο βασίζεται στο συνδυασμό του α) διευρυμένου μοντέλου δύο θερμοκρασιών, το οποίο όπως περιγράφηκε στην παράγραφο 2.3, λαμβάνει υπόψη του και τη δυναμική των μη-θερμικών ηλεκτρονίων λόγω των υπερταχέων παλμών laser (35fs) και της β) ελαστικής θεωρίας, η οποία χρησιμοποιείται για να περιγράψει την ηλεκτρονιακή διέγερση, τη δημιουργία μη-θερμικών ηλεκτρονίων, την αποκατάσταση ηλεκτρονίων-φωτονίων και τη χωρο-χρονική κατανομή των παραγόμενων ακουστικών πεδίων [30]. Το μοντέλο αυτό περιγράφηκε αναλυτικά στην προηγούμενη παράγραφο και έχει σκοπό να παρέχει μία απευθείας συσχέτιση των χαρακτηριστικών της H/M ακτινοβολίας, των ιδιοτήτων των υλικών και των επαγόμενων θερμομηχανικών επιδράσεων, για ένα μεγάλο εύρος υλικών.



Σχήμα 5.5: Υπολογισμένη χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (συνεχής κόκκινη γραμμή) και του πλέγματος (διακοπτόμενη μπλε γραμμή) στην επιφάνεια (a) 25nm Ti μεταλλικού φιλμ και (b) 25nm Ag μεταλλικού φιλμ, σε υπόστρωμα Si (100).

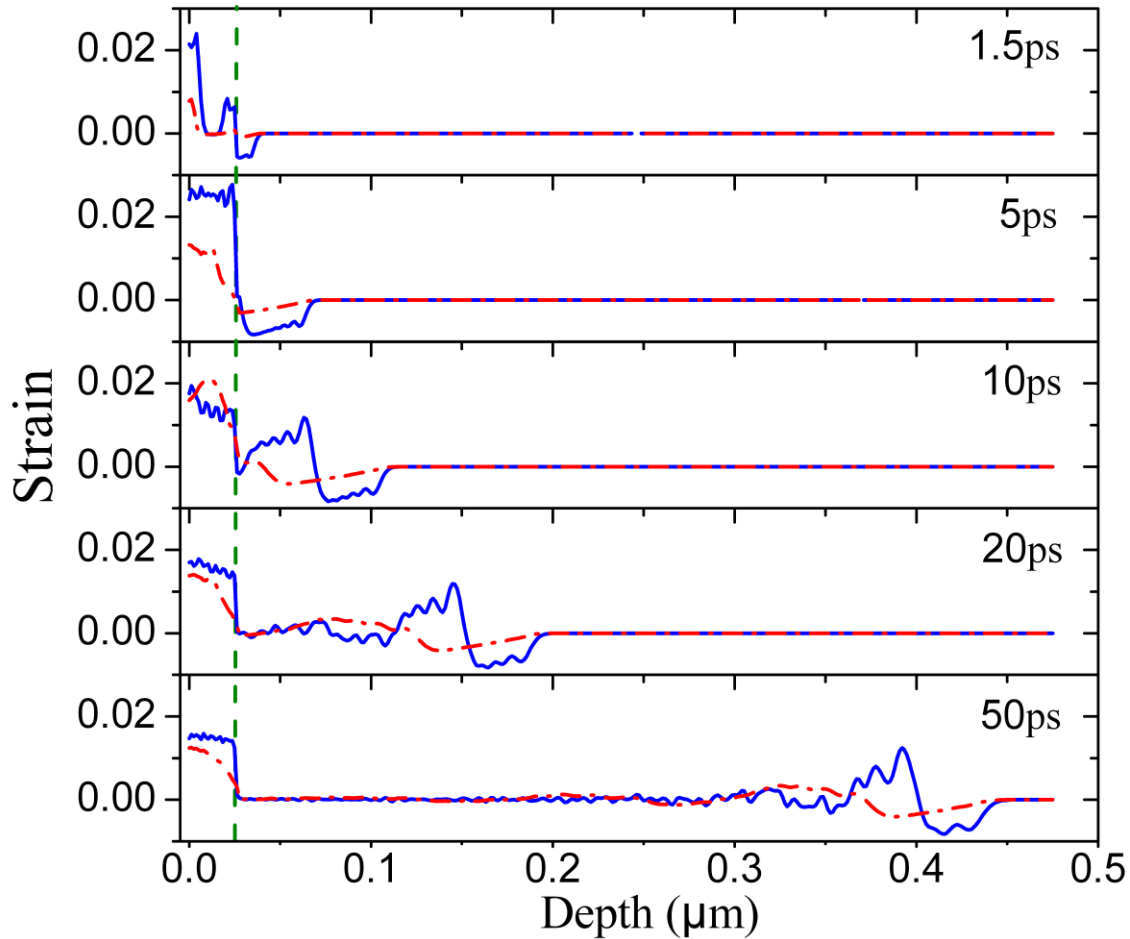
Από τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων προκύπτει ότι οι μέγιστες επαγόμενες θερμοκρασίες μεταλλικού πλέγματος δεν είναι τόσο υψηλές ώστε να προκαλέσουν πλαστική παραμόρφωση ή λιώσιμο του υλικού. Επομένως δεν απαιτείται η εισαγωγή ενός πιο πολύπλοκου φυσικού μηχανισμού, στο θερμο-μηχανικό μοντέλο. Αναλυτικότερα, οι προκύπτουσες με βάση το θερμο-μηχανικό μοντέλο, θερμοκρασίες των ηλεκτρονίων και του μεταλλικού πλέγματος, στην επιφάνεια των δειγμάτων, σαν συνάρτηση του χρόνου φαίνονται στο Σχήμα 5.5 για την περίπτωση των 25nm Ti/Si και Ag/Si συστημάτων. Επίσης, η προκύπτουσα χωρο-χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας του πλέγματος για τα δύο συστήματα, παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.6.



Σχήμα 5.6: Υπολογισμένη, με βάση το θεωρητικό μοντέλο, χωρο - χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας του πλέγματος σε (a) 25nm Ti και (b) 25nm Ag φιλμ σε υπόστρωμα Si (100)

Στην περίπτωση των μεταλλικών φιλμ, πάχους 25nm, οι θεωρητικές προσομοιώσεις για το παραγόμενο ελαστικό κύμα, είναι σε εξαιρετική συμφωνία με τις πειραματικές παρατηρήσεις. Πιο συγκεκριμένα, το μοντέλο προβλέπει τη δημιουργία ενός ακουστικού κύματος, λόγω της θέρμανσης του μετάλλου, το οποίο διαδίδεται μέσα στο σύστημα φιλμ/Si. Οι διαφορετικές μηχανικές ιδιότητες του μετάλλου με τον ημιαγωγό έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας βαθμίδας παραμόρφωσης στη διεπιφάνεια, σε αρχικούς χρόνους (θετικό strain στα αριστερά της επιφάνειας και αρνητικό strain στα δεξιά). Το παραγόμενο μέτωπο του ακουστικού κύματος ταξιδεύει στο Si ενώ διατηρεί την αρχική του μορφή. Η διάδοση του strain για διαφορετικές χρονικές στιγμές, για την περίπτωση

των 25nm Ti/Si και Ag/Si, παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.7. Η μορφή του strain μέσα στο μεταλλικό φιλμ είναι το αποτέλεσμα της συμβολής δύο κυμάτων, ένα που ταξιδεύει προς το Si και ενός άλλου το οποίο ανακλάται από τη διεπιφάνεια φιλμ/Si.



Σχήμα 5.7: Υπολογισμένη - βάση του θερμο-μηχανικού μοντέλου - η παραγωγή και η διάδοση του strain παλμού, σαν συνάρτηση του βάθους, σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Η συνεχής μπλε γραμμή αντιστοιχεί στο Ti/Si ενώ η διακεκομμένη κόκκινη στο 25nm Ag/Si δείγμα. Η κάθετη πράσινη γραμμή αντιστοιχεί στη θέση της διεπιφάνειας φιλμ – Si

Όπως παρατηρείται στο Σχήμα 5.7, το θεωρητικά υπολογισμένο μέγιστο του διαδιδόμενου ακουστικού κύματος μέσα στο Si στα 20ps, για την περίπτωση του 25nm Ti/Si, είναι τουλάχιστον 4 φορές μεγαλύτερο συγκριτικά με την περίπτωση του Ag/Si, την ίδια χρονική στιγμή. Η τιμή του μεγίστου για την περίπτωση του Ti/Si φτάνει ~0.01, η οποία αντιστοιχεί σε ένα compressional stress ~1.7GPa, το οποίο βρίσκεται κάτω από

το όριο έντασης του κρυσταλλικού Si [79]. Βάση των αποτελεσμάτων, συμπεραίνεται ότι γιγάντια strains πράγματι παράγονται και διαδίδονται μέσα στο Si, στην περίπτωση του Ti/Si, τα οποία πειραματικά εμφανίζονται ως μία πολύ ισχυρή ταλάντωση Brillouin.

Στην περίπτωση των μεταλλικών φιλμ, πάχους 12nm, οι θερμοκρασίες πλέγματος, όπως προκύπτουν από τους θεωρητικούς υπολογισμούς, πλησιάζουν τις θερμοκρασίες τήξης των μετάλλων ενώ παράλληλα η βαλλιστική μεταφορά μπορεί να οδηγήσει σε αποδοτική σκέδαση ηλεκτρονίου-διεπιφάνειας [80] η οποία δεν λαμβάνεται υπόψη στο μοντέλο των δύο θερμοκρασιών. Επίσης, οι τιμές της επαγόμενης τάσης υπερβαίνουν την απόδοση τάσης (yield stress) του υλικού και έτσι αναμένονται πλαστικές παραμορφώσεις. Για αυτούς τους λόγους, στην περίπτωση των 12nm, η ελαστική θεωρία δεν είναι εφαρμόσιμη.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.7 το χωρικό εύρος του παραγόμενου strain παλμού μέσα στο Si φαίνεται να είναι αρκετά διαφορετικό για τους δύο μεταλλικούς μετατροπείς. Για παράδειγμα, σε χρόνο 20ps όπου το strain έχει πλήρως αναπτυχθεί μέσα στο Si εκτιμάται ότι το χωρικό εύρος του θετικού μέρους του strain είναι ~90nm για την περίπτωση του 25nm Ag. Για την περίπτωση του 25nm Ti το strain μέσα στο Si είναι πολύ περισσότερο εντοπισμένο, με εύρος ~35nm. Εδώ αξίζει να αναφερθεί ότι το θερμο-μηχανικό μοντέλο προβλέπει για το παχύτερο, 53nm, Ti φιλμ, το χωρικό εύρος του strain μέσα στο Si να είναι ~80nm.

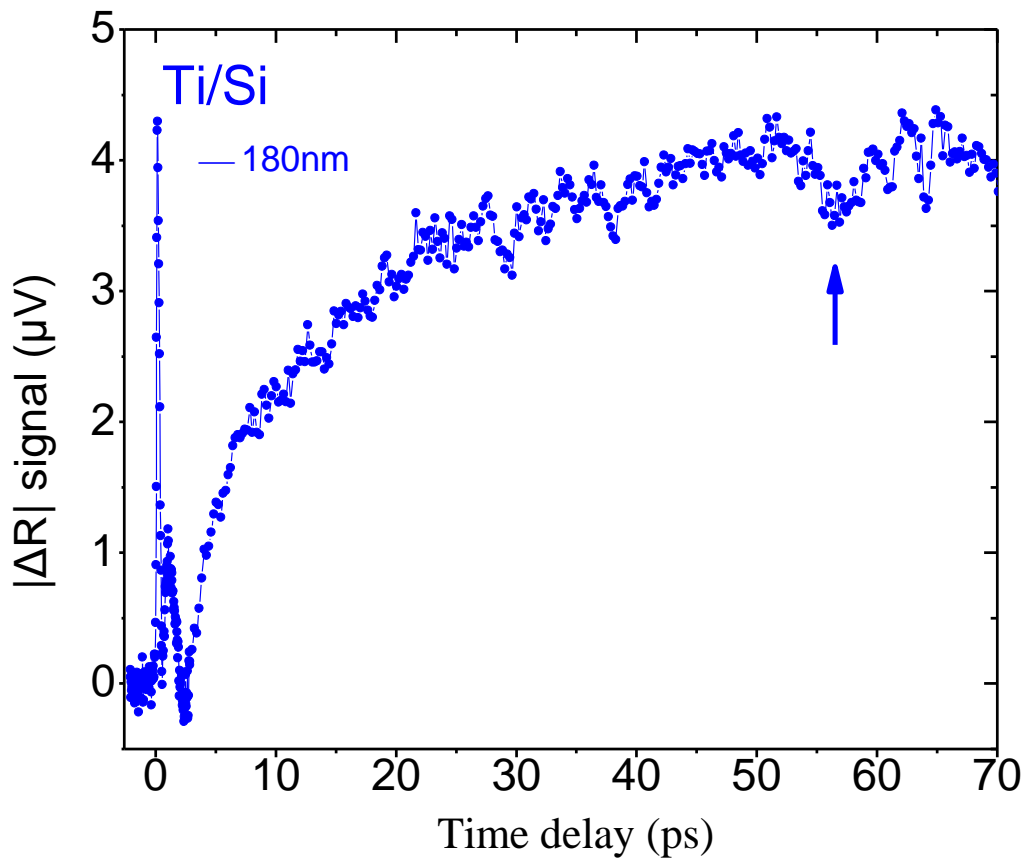
5.8. Προσδιορισμός φωτο-ελαστικών σταθερών και παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου - φωνονίου

Οι τιμές των φωτο-ελαστικών σταθερών για τα διάφορα μέταλλα, δεν είναι γνωστές στη βιβλιογραφία. Όπως αναφέρθηκε και στην παράγραφο 3.4 οι τιμές των $\frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{xx}}$ και

$\frac{\partial \kappa}{\partial \varepsilon_{xx}}$ μπορούν να προσδιοριστούν μέσω της ανίχνευσης του ακουστικού παλμού στην

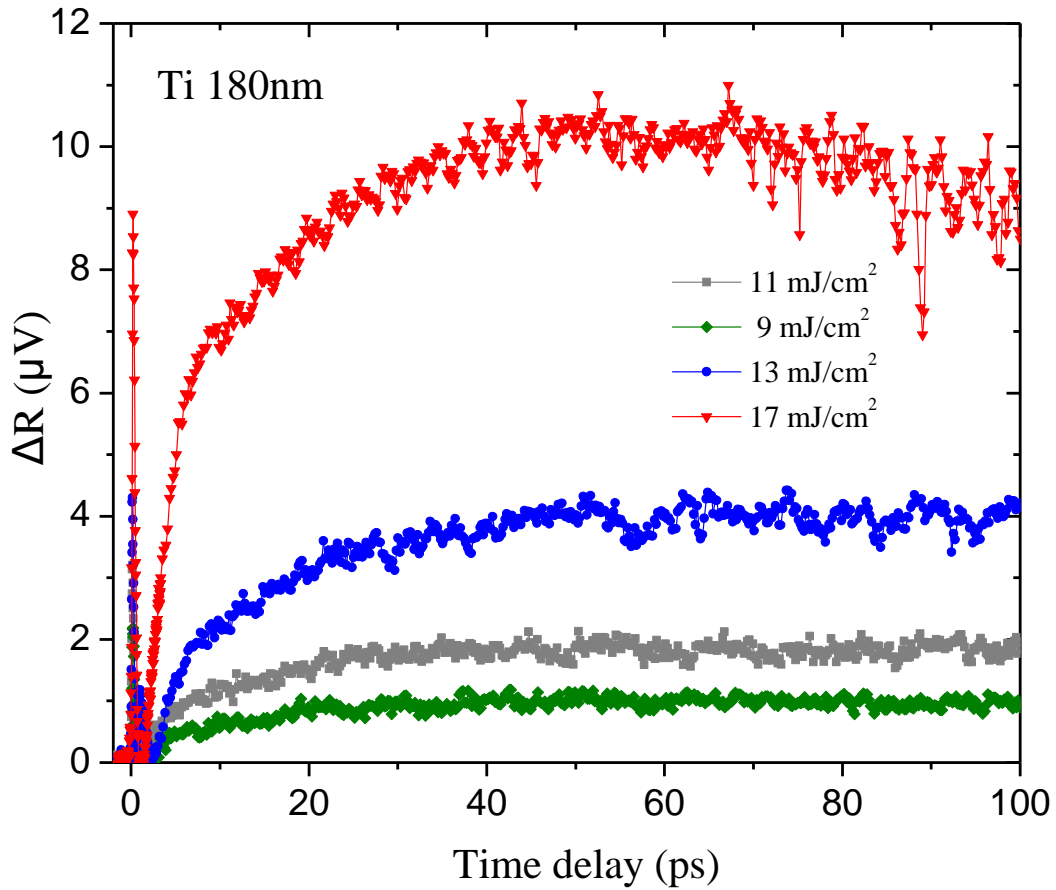
επιφάνεια του δείγματος, στο σήμα της αλλαγής της ανακλαστικότητας. Συγκεκριμένα,

το σχήμα του ακουστικού παλμού εξαρτάται από το λόγο των φωτοελαστικών σταθερών [7, 81], όπως περιγράφεται μαθηματικά από τη συνάρτηση ευαισθησίας (σχέση (3.36)).



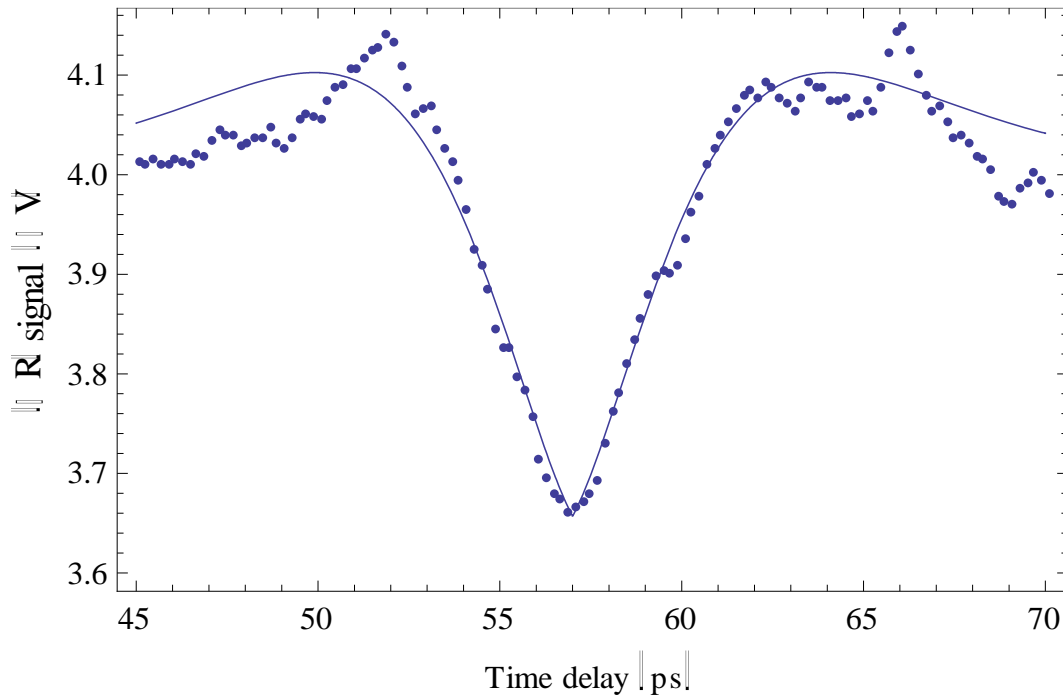
Σχήμα 5.8: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας επιφάνειας για φιλμ Ti, πάχους 180nm, σε υπόστρωμα Si (100). Σε χρόνο 57ps εμφανίζεται η πρώτη ανάκλαση του ακουστικού κύματος (βέλος) από τη διεπιφάνεια φιλμ/Si

Για το λόγο αυτό, μετρήσεις ανακλαστικότητας πραγματοποιήθηκαν σε ένα πιο χοντρό δείγμα Ti, ώστε να αποφευχθούν οι ταλαντώσεις Brillouin στο καταγραφόμενο σήμα. Το μεταλλικό φιλμ είχε πάχος 180nm και βρισκόταν πάνω σε υπόστρωμα Si (100). Όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.8, στο σήμα της ανακλαστικότητας εμφανίζεται η πρώτη ανάκλαση του ακουστικού κύματος σε χρόνο 57ps. Μετρήσεις με διαφορετική προσπίπτουσα πυκνότητα ενέργειας, πραγματοποιήθηκαν στο ίδιο δείγμα και όπως προκύπτει από τα αποτελέσματα, τα οποία παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.9, το σήμα της ανακλαστικότητας αυξάνεται με την αύξηση της πυκνότητας ενέργειας της ακτινοβολίας άντλησης.



Σχήμα 5.9: Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας επιφάνειας για φιλμ Ti, πάχους 180nm, σε υπόστρωμα Si (100), για διαφορετικές προσπίπτουσες πυκνότητες ενέργειας

Στη συνέχεια, οι εξισώσεις των σχέσεων (3.35) και (3.36) έγιναν fitting στα πειραματικά αποτελέσματα με fitting παράμετρο τις φωτοελαστικές σταθερές. Τα αποτελέσματα, όπως φαίνονται στο Σχήμα 5.10 δίνουν $\frac{\partial n}{\partial \epsilon_{xx}} = 0.5$ και $\frac{\partial \kappa}{\partial \epsilon_{xx}} = 1$ για το Ti.



Σχήμα 5.10: Η ανάκλαση του ακουστικού κύματος στα 57ps (πειραματικά δεδομένα) γίνεται fitting (συνεχής γραμμή) για τον προσδιορισμό των φωτοελαστικών σταθερών. Το πλάτος του σήματος προσαρμόζεται με ένα πολλαπλασιαστικό παράγοντα ώστε να ταιριάζει με τα πειραματικά δεδομένα

Μία απλή προσέγγιση, επιτρέπει τον προσδιορισμό του παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου για πολύ λεπτά φιλμ, με πάχος μικρότερο από το οπτικό βάθος διείσδυσης (ή το βαλλιστικό βάθος διείσδυσης) αναλυτικά, μέσω της κλίσης της γραμμικής, χρονικής πτώσης των πειραματικών δεδομένων αλλαγής ανακλαστικότητας [18]. Η πτώση του σήματος της ανακλαστικότητας, για πολύ λεπτά φιλμ, αναμένεται γραμμική για τον εξής λόγο: κατά τη διάρκεια των πρώτων εκατοντάδων femtoseconds, μετά την H/M διέγερση, το πλέγμα παραμένει σχετικά κρύο (300K), εφόσον τα ηλεκτρόνια δεν έχουν προλάβει να αλληλεπιδράσουν με το πλέγμα. Επομένως, στην επίλυση των εξισώσεων του ETTM, μπορεί να αγνοηθεί όλη η δεύτερη διαφορική εξίσωση που αφορά το πλέγμα (σχέση (2.5)). Επιπλέον, για πολύ λεπτά φιλμ, με πάχος μικρότερο ή ίσο με το οπτικό βάθος διείσδυσης (ή βαλλιστικό), η απορροφούμενη H/M ενέργεια κατανέμεται ομοιόμορφα σε όλο το πάχος του φιλμ και επομένως δεν υπάρχει χωρική διαφορά θερμοκρασίας η οποία να οδηγήσει σε διάχυση των ηλεκτρονίων.

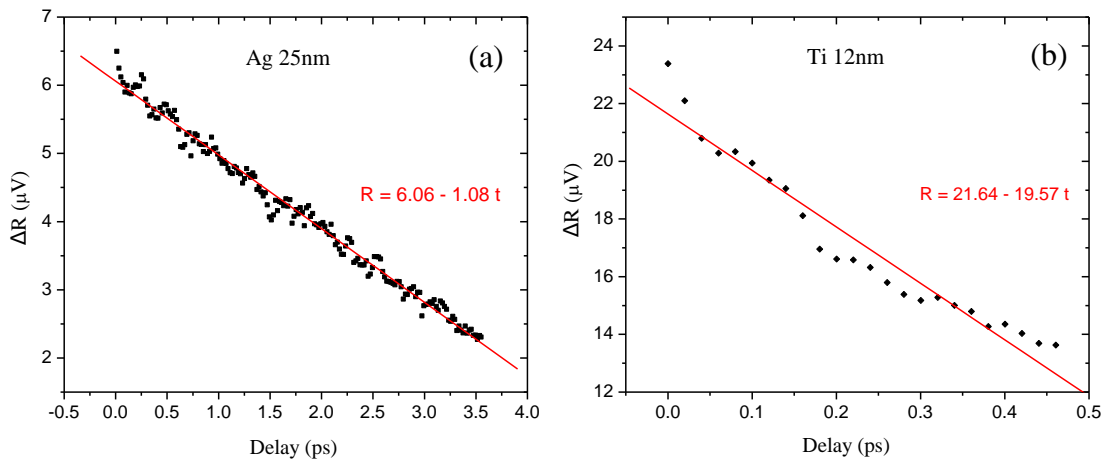
Επομένως μπορεί να αγνοηθεί και ο όρος της διάχυσης ($\frac{\partial}{\partial z}(K_e \frac{\partial T_e}{\partial x})$) στην πρώτη διαφορική εξίσωση του ETTM. Υποθέτοντας ότι $T_e \ll T_e$ για αυτή τη χρονική περίοδο και εισάγοντας τη θερμοχωρητικότητα των ηλεκτρονίων από τη σχέση (2.8), η πρώτη εξίσωση του ETTM μπορεί να λυθεί αναλυτικά, με ολοκλήρωση, θεωρώντας το μέγιστο της θερμοκρασίας, $T_{e,max}$, να συμβαίνει τη χρονική στιγμή $t=0$. Μετά την ολοκλήρωση προκύπτει

$$T_e(t) = T_{e,max} - \frac{G(1 - \frac{300K}{T_{e,max}})}{\gamma} t \quad (5.11)$$

Λαμβάνοντας την τιμή της σταθεράς ηλεκτρονιακής θερμοχωρητικότητας γ από τη βιβλιογραφία, ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου G μπορεί να υπολογιστεί από την κλίση της γραμμικής πτώσης. Γενικότερα η εμφάνιση γραμμικής μείωσης του σήματος της καταγραφόμενης ανακλαστικότητας, ως προς το χρόνο, αποτελεί ενδεικτικό στοιχείο της απουσίας ηλεκτρονιακής διάχυσης.

Εφαρμόσαμε τα παραπάνω, στην περίπτωση ενός λεπτού φιλμ Ag, πάχους 25nm για το οποίο το βαλλιστικό βάθος διείσδυσης είναι 142nm [18] και η γραμμική προσομείωση έγινε για τα πρώτα 3.5ps, μετά την H/M διέγερση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.11 (a). Για τον Ag η σταθερά ηλεκτρονιακής θερμοχωρητικότητας έχει την τιμή $\gamma=63 \text{ J/m}^3\text{K}^2$ [41]. Το τελευταίο πράγμα είναι να συνδέσουμε το σήμα της ανακλαστικότητας με την ηλεκτρονιακή θερμοκρασία T_e . Επειδή η σχέση της ανακλαστικότητας με την T_e είναι γραμμική απλά χρειαζόμαστε τη συσχέτιση του 1μV με τα Kelvin. Αυτό γίνεται ως εξής: από τα δεδομένα της ανακλαστικότητας πριν τη χρονική στιγμή μηδέν, υπήρχε ένα υπόβαθρο ίσο με 0.8μV. Υποθέτουμε ότι αυτό ισοδυναμεί με 300K. Έτσι για τη μέγιστη ηλεκτρονιακή θερμοκρασία 6.06μV αναλογικά θα αντιστοιχεί σε $T_{e,max}=2270\text{K}$. Επομένως σύμφωνα με τη σχέση (5.11) ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου-φωτονίου που προκύπτει από την κλίση της ευθείας, για τον Ag είναι $G=2.9 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^3\text{K}$. Η τιμή αυτή παρουσιάζει την αναμενόμενη τάξη μεγέθους και μάλιστα είναι πολύ κοντά στην τιμή $2.5 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^3\text{K}$ που βρίσκεται στη βιβλιογραφία [32].

Ομοίως ακολουθήσαμε τη διαδικασία για το λεπτό φιλμ Ti, πάχους 12nm, για το οποίο το οπτικό βάθος διείσδυσης υπολογίζεται να είναι $\sim 19\text{nm}$. Η γραμμική προσομείωση έγινε για τα πρώτα 0.5ps, όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.11 (b). Για το Ti η σταθερά ηλεκτρονιακής θερμοχωρητικότητας έχει την τιμή $\gamma=328.9\text{ J/m}^3\text{K}^2$ [41] ενώ $1\mu\text{V}$ αντιστοιχεί σε 300K. Επομένως $T_{e,max}=6492\text{K}$ (για $21.64\mu\text{V}$). Από την κλίση της ευθείας προκύπτει ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου - φωνονίου για το Ti να είναι $G=203\cdot 10^{16}\text{ W/m}^3\text{K}$. Η τιμή αυτή είναι εξαιρετικά κοντά στην τιμή που βρίσκεται στη βιβλιογραφία $202\cdot 10^{16}\text{ W/m}^3\text{K}$ [32].



Σχήμα 5.11: Πειραματικές μετρήσεις αλλαγής ανακλαστικότητας και προσαρμογή καλύτερης ευθείας (κόκκινη γραμμή) για (a) φιλμ Ag πάχους 25nm και (b) φιλμ Ti πάχους 12nm

5.9. Συμπεράσματα - Αξιολόγηση

Στη βιβλιογραφία υπάρχουν πολλά άρθρα τα οποία μελετάνε τα ακουστικά κύματα μέσα στο Si, χρησιμοποιώντας παρόμοιες πολυστρωματικές δομές, με μεταλλικούς οπτοακουστικούς μετατροπείς [82-84]. Σε όλες αυτές τις εργασίες αναφέρεται ότι όταν χρησιμοποιείται μήκος κύματος ανίχνευσης $\sim 800\text{nm}$, τα επαγόμενα ακουστικά κύματα δεν ανιχνεύονται μέσω της Brillouin ταλάντωσης. Έτσι στις εργασίες αυτές χρησιμοποιούν μήκος κύματος ανίχνευσης κοντά στα $\sim 365\text{nm}$ (3.4eV), το οποίο είναι κοντά στο άμεσο ενεργειακό χάσμα του Si, όπου σε αυτή την περιοχή μηκών κύματος οι

φωτο-ελαστικές σταθερές παρουσιάζουν σημαντική αύξηση και η απορρόφηση του Si είναι μεγάλη. Έτσι, το πλάτος της ταλάντωσης Brillouin αυξάνεται σημαντικά καθώς μειώνεται το μήκος κύματος ανίχνευσης.

Στη δική μας περίπτωση, αν και το μήκος κύματος ανίχνευσης ($\lambda=795\text{nm}$) είναι μακριά από αυτό το συντονισμό, παρατηρούμε μεγάλου πλάτους ταλάντωση Brillouin στην περίπτωση του Ti/Si. Το γεγονός αυτό μπορεί να αποδοθεί σε μία σειρά παραγόντων: το Ti που χρησιμοποιείται σαν οπτοακουστικός μετατροπέας έχει υψηλό όριο έντασης σε θλίψη (compressive yield strength), υψηλό σημείο τήξης και παρουσιάζει ταχύτατη ζεύξη ηλεκτρονίων με το πλέγμα, λόγω του μεγάλου παράγοντα σύζευξης ηλεκτρονίου-φωνονίου που αυξάνεται σχεδόν γραμμικά για θερμοκρασίες ηλεκτρονίων μέχρι $\sim 5000\text{K}$ και έχει μέγιστη τιμή $\sim 4 \times 10^{18} \text{Wm}^{-3}\text{K}^{-1}$. Επιπλέον, το Ti έχει καλή σύζευξη ακουστικής εμπέδησης με το Si, επομένως το παραγόμενο ακουστικό κύμα στο Ti, μεταφέρεται αποτελεσματικά στο Si, με ποσοστό $\sim 85\%$. Ο συντελεστής διέλευσης του ακουστικού κύματος υπολογίζεται από τη σχέση

$$\tau_{ac} = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (5.12)$$

όπου $Z_1 = Z_{Ti} = 27\text{MRayl}$ και $Z_2 = Z_{Si} = 20\text{MRayl}$. Τέλος, η χρονοδιάρκεια των παλμών laser (35fs) είναι ικανή ώστε να διεγείρει ηλεκτρόνια του μετάλλου σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες ενώ οι χρησιμοποιούμενες πυκνότητες ενέργειας βρίσκονται κοντά στα όρια της ελαστικής περιοχής.

Συνοψίζοντας, παρατηρήσαμε “γιγάντια” ακουστικά κύματα στο Si όταν χρησιμοποιείται το Ti σαν οπτοακουστικός μετατροπέας, μέσω της πειραματικά καταγραφόμενης ταλάντωσης Brillouin. Τέτοιες ταλαντώσεις δεν έχουν ξανανιχνευτεί με μήκη κύματος ανίχνευσης μακριά από το άμεσο ενεργειακό χάσμα του Si. Σε τέτοιες περιοχές μηκών κύματος, η οπτο-ακουστική σύζευξη είναι πολύ μικρή. Έτσι τα αποτελέσματα παρέχουν μία απλούστερη εναλλακτική, στις ήδη υπάρχουσες πειραματικές μεθόδους, χωρίς την ανάγκη διπλασιασμού της συχνότητας με μη γραμμικές μεθόδους ή τη χρήση συνεχούς λευκού φωτός.

Επίσης, ανιχνεύσαμε πειραματικά τα όρια του πάχους του οπτο-ακουστικού μετατροπέα που επιτρέπουν την ανίχνευση ακουστικών κυμάτων μέσα στο Si, το οποίο μπορεί να είναι περισσότερο από το διπλάσιο του οπτικού βάθους διείσδυσης. Επιπλέον οι θεωρητικοί μας υπολογισμοί δείχνουν ότι στην περίπτωση του Ti ο εντοπισμός του ακουστικού strain μέσα στο Si είναι ~35nm, περίπου τρεις φορές μικρότερο συγκριτικά με την περίπτωση του Ag. Επομένως, οπτοακουστικοί μετατροπέες που έχουν χαρακτηριστικά παρόμοια με αυτά του Ti, είναι κατάλληλοι για την παραγωγή και την ανίχνευση ακουστικών κυμάτων σε ημιαγώγιμα υποστρώματα και μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές χαρακτηρισμού υλικών λόγω των εξαιρετικά εντοπισμένων ακουστικών κυμάτων.

Οπτικός έλεγχος νανοακουστικών κυμάτων στο πυρίτιο μέσω της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp) του laser άντλησης

6.1. Εισαγωγή

Τα τελευταία χρόνια υπάρχει ένα συνεχώς αυξανόμενο ενδιαφέρον για τη δημιουργία και τον έλεγχο καλά εντοπισμένων, ταχέων και υψίσυχνων νανο-ακουστικών κυμάτων, μέσα σε υλικά τεχνολογικού ενδιαφέροντος. Παράλληλα με την πειραματική προσπάθεια επέκτασης των ακουστικών κυμάτων στην περιοχή των νανομέτρων, κάνουν την εμφάνισή τους πολλές πιθανές εφαρμογές στις οποίες δύναται να χρησιμοποιηθούν τα ακουστικά αυτά κύματα. Ανάμεσα σε αυτές τις εφαρμογές είναι: η μη καταστροφική μέτρηση των θερμικών και ελαστικών ιδιοτήτων σύνθετων υλικών [85-89], ο υψηλής ανάλυσης μικροσκοπικός χαρακτηρισμός διεπιφανειών [90, 91], η μελέτη των δονητικών ρυθμών νανοσωματιδίων και νανουλικών [92-94], η μέτρηση της ακουστικής εξασθένησης σε γυαλιά [95, 96] και η μελέτη βιολογικών υλικών [97, 98]. Η γένεση γιγάντιων νανοακουστικών τάσεων σε πολυστρωματικά συστήματα υλικών, έχει ήδη δημοσιευθεί, για παράδειγμα σε Au-Co bilayers, τα οποία ανιχνεύονται με συμβολομετρία πλασμονίων [99] καθώς επίσης και σε Ti:Si υλικά τα οποία ανιχνεύονται με μετρήσεις άντλησης-ελέγχου της διαφορικής ανακλαστικότητας [30].

Ο έλεγχος των επαγόμενων, σύμφωνων δονήσεων του πλέγματος σε γρήγορους χρόνους, μέσω διαμορφωμένων femtosecond παλμών laser, αποδεικνύεται ολοένα και σημαντικότερος και για αυτό έχει μελετηθεί τόσο θεωρητικά [100] όσο και πειραματικά, χρησιμοποιώντας για παράδειγμα, σχήματα διέγερσης μέσω δύο [101-103] ή τεσσάρων [104] υπερβραχέων παλμών laser. Ένας άλλος τρόπος επίτευξης του παραπάνω, είναι αυτός της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου των υπερβραχέων παλμών laser. Ελάχιστες εργασίες έχουν δημοσιευτεί πάνω σε αυτό, όπως για

παράδειγμα ο έλεγχος του πλάτους του επαγόμενου σύμφωνου φωνονίου, μεταβάλλοντας τη χρονική διάταξη του φασματικού περιεχομένου των παλμών άντλησης σε ημιαγώγιμα υλικά [105]. Οι συγγραφείς, στην εργασία αυτή, έδειξαν ότι η χρονική αναδιάταξη του φασματικού περιεχομένου των παλμών laser επηρεάζει το πλάτος των επαγόμενων σύμφωνων φωνονίων στον κρύσταλλο Te, παρατηρώντας συγκεκριμένα ότι οι παλμοί αρνητικού chirp είναι σχεδόν δύο φορές πιο παραγωγικοί στη δημιουργία επαγόμενης συμφωνίας πλέγματος, συγκριτικά με τους παλμούς θετικού chirp. Επιπλέον, παρατήρησαν ότι οι Fourier Limited (FL) παλμοί, είναι πολύ περισσότερο αποδοτικοί συγκριτικά και με τις δύο περιπτώσεις (αρνητικών και θετικών) chirped παλμών. Παρόμοια αποτελέσματα δημοσιεύτηκαν και από την πιο θεωρητική προσέγγιση των Shimada et al [100], οι οποίοι έδειξαν ότι για μια δεδομένη ένταση laser, οι FL παλμοί laser οδηγούν σε σύμφωνες πλεγματικές δονήσεις μεγαλύτερου πλάτους από όλες τις άλλες περιπτώσεις, ανεξάρτητα από το φυσικό μηχανισμό διέγερσης (impulsive or displacive).

6.2. Chirp και μετρήσεις υπερβραχέων παλμών

Στο κεφάλαιο αυτό, μελετάται ο ρόλος της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου των παλμών άντλησης, στις επαγόμενες θερμομηχανικές ακουστικές τάσεις που αναπτύσσονται στο Si (100), διαμέσου του λεπτού, μεταλλικού, οπτοακουστικού μετατροπέα Ti. Μέχρι στιγμής, παρόμοιες αναφορές για ημιαγωγούς δεν υπάρχουν στην επίσημη βιβλιογραφία. Για τις μετρήσεις χρησιμοποιείται το 25nm φιλμ Ti πάνω σε υπόστρωμα Si, το οποίο όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 5, επιτρέπει: α) την αποδοτική μετατροπή της H/M ενέργειας του laser σε μηχανική τάση, β) την αποδοτική μεταφορά του παραγόμενου ακουστικού κύματος από το φιλμ του Ti στο υπόστρωμα Si και γ) σε ένα μέρος της ακτινοβολίας ελέγχου να φτάσει μέσα στο Si επιτρέποντας έτσι την ανίχνευση του ελαστικού κύματος που ταξιδεύει μέσα σε αυτό.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις αλλαγών ανακλαστικότητας είναι η ίδια με αυτή που περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 4. Η δέσμη άντλησης ακτινοβολεί το δείγμα Ti:Si με πυκνότητα ενέργειας $13 \pm 1 \text{ mJ/cm}^2$, που

βρίσκεται εντός των ορίων της θερμοελαστικής περιοχής για το Ti, γεγονός που επιβεβαιώνεται και πειραματικά μέσω οπτικής μικροσκοπίας και σταθερών μετρήσεων ανακλαστικότητας (όταν δεν αλλάζει η χρονοκαθυστέρηση μεταξύ των παλμών άντλησης και ελέγχου). Η πυκνότητα ενέργειας της δέσμης ελέγχου στην επιφάνεια του δείγματος είναι σημαντικά χαμηλότερη από αυτήν της δέσμης άντλησης (~ 20 φορές), για τον αποκλεισμό οποιασδήποτε συνεισφοράς στο καταγραφόμενο, σκεδαζόμενο Brillouin σήμα. Μάλιστα, επιβεβαιώθηκε πειραματικά ότι μείωση της πυκνότητας ενέργειας άντλησης κατά 30% είναι αρκετή ώστε να εξαλειφθεί ολοκληρωτικά, η ανιχνευόμενη Brillouin ταλάντωση. Επιπλέον, η πυκνότητα ενέργειας της δέσμης άντλησης που φτάνει τελικά στο Si, μετά από ανακλάσεις και απορρόφηση στο Ti, εκτιμάται να είναι μικρότερη από $0.06\text{mJ}/\text{cm}^2$ (λαμβάνοντας υπόψη ότι το οπτικό βάθος διείσδυσης στο Ti για το συγκεκριμένο μήκος κύματος είναι 18.1nm [48]).

Το φασματικό περιεχόμενο των 35fs (FWHM) παλμών laser μεταβάλλεται πειραματικά, αλλάζοντας την απόσταση των φραγμάτων περίθλασης του συστήματος ενίσχυσης του laser (σε σχέση με την απόσταση που βρίσκονται για FL παλμούς laser) όπως περιγράφηκε στο Κεφάλαιο 4. Για τη μέτρηση της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου καθώς και της χρονοδιάρκειας των παλμών laser, χρησιμοποιήθηκε μία διάταξη αυτοσυσχέτισης 2^{ns} τάξης, ακριβώς πριν την πρόσπτωση της δέσμης laser στο δείγμα. Η βασική αρχή λειτουργίας μίας διάταξης αυτοσυσχέτισης είναι η δημιουργία δύο όμοιων αντιγράφων του παλμού laser, μέσω ενός διαχωριστή δέσμης και η ακόλουθη χωρική και χρονική υπέρθεση τους πάνω σε ένα μη-γραμμικό μέσο, όπου αλληλεπιδρούν στα πλαίσια ενός μη γραμμικού φαινομένου. Πριν από τις μετρήσεις, έγινε ο πειραματικός προσδιορισμός του σημείου μηδενικής χρονοκαθυστέρησης μεταξύ δεσμών άντλησης και ελέγχου, μέσω της καταγραφής της διφωτονικής απόκρισης μιας GaAsP φωτοδιόδου (Hamamatsu G1117).

Ο προσδιορισμός της χρονοδιάρκειας έγινε μέσω προσαρμογής Gaussian καμπύλης για το ηλεκτρικό πεδίο του παλμού laser και ο προσδιορισμός της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp), υποθέτοντας ύπαρξη μόνο 1^{ns} τάξης χρονική αναδιάταξη φασματικού περιεχομένου (γραμμικό chirp), με χρήση ρουτίνων προσομείωσης. Έτσι, το ηλεκτρικό πεδίο, ενός Gaussian παλμού laser, με 1^{ns} τάξης γραμμικό chirp, γράφεται ως [106]

$$E(t) = E_0 \exp\left[-(1 + iC)\left(\frac{t}{\tau_G}\right)^2\right] \quad (6.1)$$

όπου C η παράμετρος chirp του παλμού ενώ η χρονοδιάρκεια (FWHM), τ_p , του χρονικού προφίλ έντασης του παλμού δίδεται μέσω της σχέσης

$$\tau_p = \sqrt{2 \ln 2} \tau_G \quad (6.2)$$

όπου τ_G είναι η $1/e$ χρονοδιάρκεια του πλάτους του πραγματικού ηλεκτρικού πεδίου του παλμού. Από τον παραπάνω ορισμό προκύπτει ότι η παράμετρος C είναι θετική για παλμούς με αρνητικό chirp και αρνητική για παλμούς με θετικό chirp

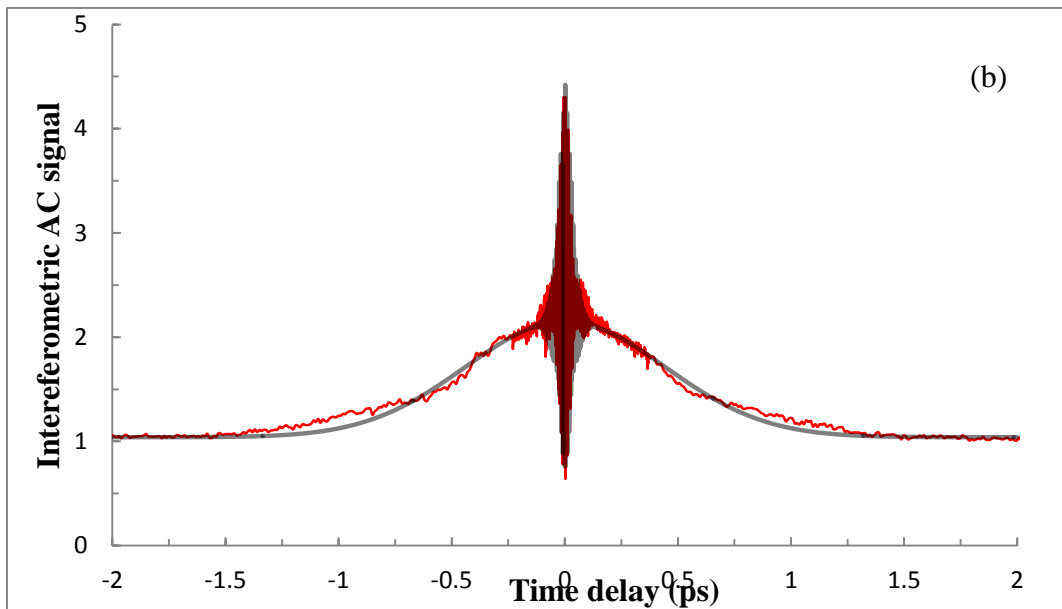
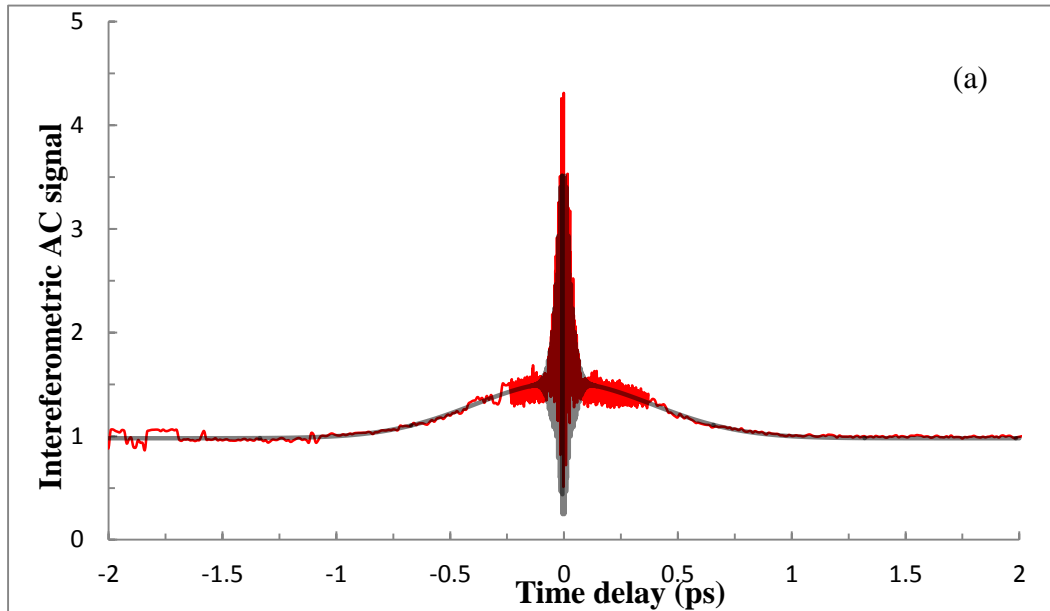
$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{-2Ct}{\tau_G^2} \quad (6.3)$$

Οι παράμετροι C και τ_G , οι οποίες χαρακτηρίζουν το φασματικά διαμορφωμένο παλμό laser, καθορίζονται στην εργασία μέσω προσομοίωσης (fitting) των πειραματικών δεδομένων από τη διάταξη αυτοσυσχέτισης 2^{ης} τάξης, με τη συνάρτηση που περιγράφει την 2^{ης} τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης. Η συνάρτηση που περιγράφει την 2^{ης} τάξης καμπύλη αυτοσυσχέτισης, υποθέτοντας το Gaussian ηλεκτρικό πεδίο της σχέσης (6.1), είναι [106]

$$\begin{aligned} G_2(\tau) = & 1 + 2 \exp\left[-\left(\frac{\tau}{\tau_G}\right)^2\right] + 4 \exp\left[-\frac{C^2 + 3}{4}\left(\frac{\tau}{\tau_G}\right)^2\right] \cos\left[\frac{C}{2}\left(\frac{\tau}{\tau_G}\right)^2\right] \cos(\omega\tau) \\ & + \exp\left[-(1 + C^2)\left(\frac{\tau}{\tau_G}\right)^2\right] \cos(2\omega\tau) \end{aligned} \quad (6.4)$$

όπου ω είναι η φέρουσα συχνότητα του παλμού laser και τ η χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών άντλησης και ελέγχου. Τα αποτελέσματα για παλμό με θετικό και

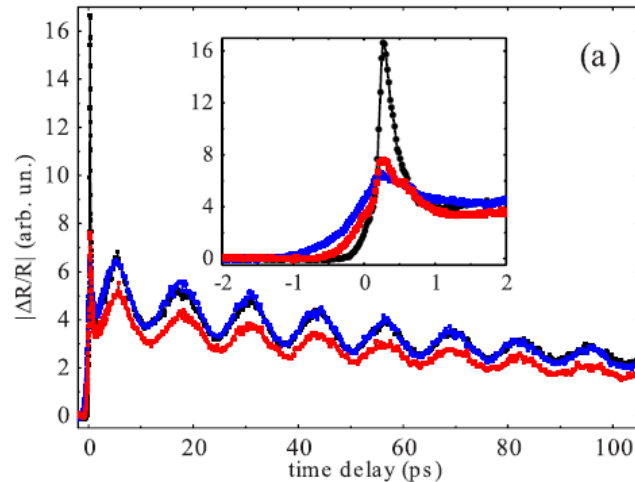
αρνητικό chirp φαίνονται στο Σχήμα 6.1 (a) και (b) αντίστοιχα. Η $1/e$ διάρκεια του προφίλ έντασης του Gaussian παλμού Laser είναι $\sqrt{2}$ φορές μικρότερη από το πραγματικό πλάτος του ηλεκτρικού πεδίου.

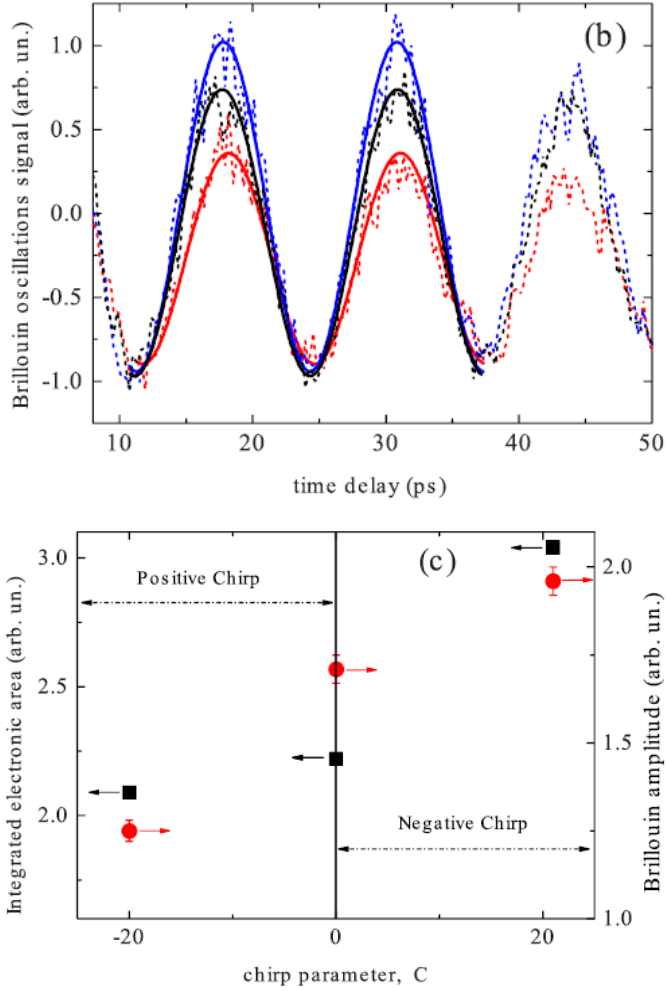


Σχήμα 6.1: Τα πειραματικά σήματα (κόκκινο) και τα fittings (γκρι) με βάση τη σχέση (6.4) για παλμό με (a) θετικό και (b) αρνητικό chirp. Από τις προσομοιώσεις προκύπτουν για την (a) περίπτωση $C=-20$, $\tau_{GJ} = 390fs$ και για την (b) περίπτωση $C=21$, $\tau_{GJ} = 440fs$

6.3. Πειραματικές μετρήσεις

Οι πειραματικές μετρήσεις για τρεις παλμούς laser διαφορετικού φασματικού περιεχομένου παραθέτονται στο Σχήμα 6.2. Αναλυτικότερα, για FL παλμούς ($C=0\pm 0.1$, $\tau_{GJ} = 30\text{fs}$), για παλμούς αρνητικού chirp ($C=21\pm 0.6$, $\tau_{GJ} = 440\text{fs}$) και για παλμούς θετικού chirp ($C=-20\pm 0.5$, $\tau_{GJ} = 390\text{fs}$). Σε όλες τις περιπτώσεις η πυκνότητα ενέργειας του παλμού άντλησης που διεγείρει το Ti:Si δείγμα, παραμένει σταθερή μέσα στα όρια του στατιστικού σφάλματος μέτρησης. Στο Σχήμα 6.2(a) παρουσιάζεται η καταγραφόμενη ταλάντωση Brillouin για τις τρεις περιπτώσεις παλμών laser. Η καταγραφόμενη ταλάντωση Brillouin εναπόκειται πάνω σε μία εκθετική πτώση, διάρκειας δεκάδων ps, η οποία οφείλεται στην αργή χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας του πλέγματος Ti. Ο χαρακτηριστικός χρόνος εκθετικής μείωσης βρίσκεται $\sim 98\pm 5\text{ps}$ και είναι όμοιος και για τις τρεις περιπτώσεις παλμών laser.





Σχήμα 6.2: (a) Πειραματικά αποτελέσματα αλλαγής ανακλαστικότητας σε δείγμα $Ti:Si$, για παλμούς laser FL (μαύρο), αρνητικού (μπλε) και θετικού (κόκκινου) chirp. Το ένθετο δείχνει σε μεγέθυνση το ηλεκτρονικό κομμάτι του Ti σε χρόνους γύρω από την αρχική διέγερση του παλμού laser (b) Ένα λεπτομερές μέρος ($\sim 10-50ps$) της ταλάντωσης Brillouin ανιχνευόμενη μέσα στο Si , μετά την αφαίρεση της εκθετικής πτώσης (τα δεδομένα είναι κάθετα μετατοπισμένα για σαφήνεια) (διακεκομμένες γραμμές: πειραματικά αποτελέσματα και κύριες γραμμές: ημιτονοειδής προσομείωση) (c) Το ολοκληρωμένο σήμα του (a) (μαύρα τετράγωνα) και το πλάτος ταλάντωσης Brillouin (κόκκινοι κύκλοι) σαν συνάρτηση της παραμέτρου C

Τα πλάτη της 2^{ης} και 3^{ης} ταλάντωσης Brillouin (μετά την αφαίρεση της εκθετικής πτώσης) και εκτελώντας ημιτονοειδή προσομείωση στα πειραματικά δεδομένα (όπως φαίνεται στο Σχήμα 6.2(b)), δίνονται στο Σχήμα 6.2(c). Όπως προκύπτει, για παλμούς αρνητικού chirp το πλάτος της ταλάντωσης είναι μεγαλύτερο, συγκριτικά με τις δύο άλλες περιπτώσεις παλμών laser (FL και θετικού chirp). Η μέτρηση του πλάτους της

Brillouin ταλάντωσης είναι μία απευθείας ένδειξη του ακουστικού παλμού που διαδίδεται μέσα στο Si αφού προέρχεται από τη συμβολή της δέσμης ελέγχου που ανακλάται από το δείγμα Ti:Si και το μέρος της δέσμης ελέγχου το οποίο διαδίδεται μέσα στο Si και στη συνέχεια ανακλάται από το διαδιδόμενο ακουστικό κύμα [30].

Στο Σχήμα 6.2(c), εικονίζεται επίσης η ολοκληρωμένη περιοχή της ηλεκτρονιακής συνιστώσας του σήματος, όπως φαίνεται και από το ένθετο του Σχήματος 6.2(a), με όρια ολοκλήρωσης από $-2ps$ (για όλες τις περιπτώσεις δεν υπάρχει σήμα διαφορικής ανακλαστικότητας) μέχρι το μέγιστο χρόνο της εμφάνισης σήματος. Το αποτέλεσμα της ολοκλήρωσης, το οποίο είναι ενδεικτικό της απορροφούμενης ενέργειας του laser άντλησης από τα ηλεκτρόνια του μετάλλου, παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά όπως το πλάτος της ταλάντωσης Brillouin. Όπως φαίνεται με λεπτομέρεια στο ένθετο του Σχήματος 6.2(a), η ηλεκτρονιακή συνιστώσα του σήματος ανακλαστικότητας είναι μέγιστη για την περίπτωση του FL παλμού ($\sim 30fs$) ενώ είναι χαμηλότερη και περίπου η ίδια για αρνητικού και θετικού chirp παλμούς laser, γεγονός που απορρέει από την εμφανώς μεγαλύτερη χρονοδιάρκεια αυτών των παλμών ($\sim 400fs$).

6.4. Θεωρητική προσέγγιση

Τα πειραματικά αποτελέσματα αποδεικνύουν ότι οι παλμοί αρνητικού chirp απορροφούνται πιο αποδοτικά από τα ηλεκτρόνια του μετάλλου και παράγουν έτσι ισχυρότερο ακουστικό κύμα, το οποίο στη συνέχεια διαδίδεται μέσα στο Si. Για τη διερεύνηση των πειραματικών αποτελεσμάτων καθώς και για την ακριβή περιγραφή της επίδρασης των ηλεκτρονίων στη διαδικασία αποκατάστασης μετά την ακτινοβολία του δείγματος Ti:Si, χρησιμοποιήθηκε το θερμο-μηχανικό μοντέλο το οποίο παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Το μοντέλο αυτό διαμορφώθηκε έτσι ώστε να λάβει υπόψη του την επίδραση της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου των παλμών laser στα επαγόμενα ελαστικά κύματα. Το μοντέλο υποθέτει όχι μόνο την παρουσία μη θερμικών ηλεκτρονίων αλλά και μία προσπίπτουσα δέσμη laser με chirp, η οποία διαμορφώνει τόσο τα οπτικά χαρακτηριστικά της δέσμης (συντελεστή απορρόφησης και

ανακλαστικότητα) όσο και τις ακουστικές τάσεις. Παρόμοιο μοντέλο, δεν έχει παρουσιαστεί μέχρι σήμερα στη βιβλιογραφία.

Εφαρμόζοντας τις εξισώσεις (2.22) και (5.6)-(5.8) ερευνάται η χωροχρονική κατανομή της επαγόμενης θερμικής θερμοκρασίας ηλεκτρονίων, T_e , και πλέγματος, T_l , του δείγματος σε συνδιασμό με τον προσδιορισμό της χωροχρονικής κατανομής του επαγόμενου ελαστικού κύματος μέσα στο T_l και στο Si . Όπως προαναφέρθηκε, οι πυκνότητες ενέργειας ανά μονάδα χρόνου οι οποίες μεταφέρονται από τα μη θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ηλεκτρόνια και το πλέγμα, διαφοροποιούνται ως προς το ETTM [29], ώστε να συμπεριλάβουν το δυναμικό χαρακτήρα του συντελεστή απορρόφησης κατά τη διάρκεια ακτινοβολήσης. Μετά από την ανάκλαση και απορρόφηση της ακτινοβολίας από το T_l , η ενέργεια ακτινοβολίας που φτάνει στο Si είναι ~11.5 φορές μικρότερη και κατανέμεται σε μεγάλο βάθος ~11.5μm (οπτικό βάθος διείσδυσης) μέσα στο Si [76]. Για τη σύγκριση του πλάτους της Brillouin ταλάντωσης για τις τρεις διαφορετικές περιπτώσεις παλμών, εστιάζουμε σε χρονικές καθυστερήσεις 10-50ps μετά τη διέγερση, κατά τις οποίες ο ακουστικός παλμός έχει ταξιδέψει ~420nm μέσα στο Si . Η απόσταση αυτή είναι μικρή συγκριτικά με το οπτικό βάθος διείσδυσης μέσα στο Si . Επιπλέον, η θερμομηχανική απόκριση του συστήματος κυριαρχείται σχεδόν ολοκληρωτικά από τη θερμοκρασία του πλέγματος και όχι από τη θερμοκρασία φορέα. Η μεγαλύτερη θερμοχωρητικότητα του πλέγματος συγκριτικά με του συστήματος των ηλεκτρονίων δεν αναμένεται να οδηγήσει σε σημαντικές διακυμάνσεις θερμοκρασίας πλέγματος και επομένως σε διαφορές ακουστικών τάσεων. Ως αποτέλεσμα, σε καλή προσέγγιση, αγνοούμε κάθε πιθανή επίδραση από διεγερμένους φορείς στην περιοχή ελέγχου, αν και έχει παρατηρηθεί δυναμική φορέων στο Si , με αντίστοιχες πυκνότητες ενέργειας [108]. Έτσι για τον ημιαγωγό χρησιμοποιείται η εξίσωση θερμικής αγωγιμότητας συζευγμένη με τις δυναμικές εξισώσεις ελαστικότητας.

Για να συμπεριληφθούν στο μοντέλο, οι αλλαγές οι οποίες εξαρτώνται από τη χρονική αναδιάταξη του φασματικού περιεχομένου, γίνονται οι εξής αντικαταστάσεις:

Οι πυκνότητες ενέργειας ανά μονάδα χρόνου που μεταφέρονται από τα μη θερμικά ηλεκτρόνια στα θερμικά ($\frac{\partial U_{ee}}{\partial t}$) και στο πλέγμα ($\frac{\partial U_{eL}}{\partial t}$) εκφράζονται μέσω των ακόλουθων εκφράσεων για FL και chirped παλμούς αντίστοιχα:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} U_{ee} \\ U_{eL} \end{Bmatrix}_{FL} &= \frac{2(1-R)\sqrt{\ln 2}F}{\sqrt{\pi}(h\nu)^2\tau_p} \int_0^t \left[\frac{A(t')\alpha}{1 - \text{Exp}[-\alpha d_m]} \right. \\
&\quad \left. \times \text{Exp} \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t'-t_0}{\tau_p} \right)^2 \right] \text{Exp} \left(-\int_0^x \alpha dx' \right) \begin{Bmatrix} H_{ee}(t-t') \\ H_{eL}(t-t') \end{Bmatrix} \right] dt' \\
\frac{\partial}{\partial t} \begin{Bmatrix} U_{ee} \\ U_{eL} \end{Bmatrix}_{chirped} &= \frac{F}{(h\nu)^2} \times B \int_0^t \left[\frac{A(t')\alpha}{1 - \text{Exp}[-\alpha d_m]} \left(\omega - \frac{2C(t'-t_0)}{\tau_{GJ}^2} \right) \right. \\
&\quad \left. \times \text{Exp} \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t'-t_0}{\tau_p} \right)^2 \right] \text{Exp} \left(-\int_0^x \alpha dx' \right) \begin{Bmatrix} H_{ee}(t-t') \\ H_{eL}(t-t') \end{Bmatrix} \right] dt' \quad (6.5)
\end{aligned}$$

όπου F είναι η πυκνότητα ενέργειας του FL παλμού laser, $h\nu$ η ενέργεια του φωτονίου,

d_m το πάχος του μεταλλικού φιλμ, α ο συντελεστής απορρόφησης και $t_0 = -3\tau_p$. Ο όρος $\omega - \frac{2C(t'-t_0)}{\tau_{GJ}^2}$ αντιστοιχεί στη στιγμιαία συχνότητα ω_{inst} για τις περιπτώσεις των

chirped παλμών. Ο όρος αυτός μεταβάλλει τη συμμετρική Gaussian χρονική περιβάλλουσα του παλμού προκειμένου να συμπεριλάβει τη χρονική ανακατανομή των φασματικών συνιστωσών του παλμού laser λόγω του chirp. Έτσι μεταβάλλει και το χρονικό προφίλ της ενέργειας του παλμού που εναποτίθεται στο δείγμα. Ο όρος B στην προηγούμενη εξίσωση μπαίνει για λόγους βαθμονόμησης έτσι ώστε το ολοκλήρωμα ως προς το χρόνο της πυκνότητας ενέργειας να είναι F και για τις τρεις περιπτώσεις παλμών. Ο όρος B παίρνει τη μορφή

$$B = \frac{1}{\frac{\omega\tau_p\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} + 2C \left[-\frac{\tau_p^2}{\tau_{GJ}^2} \times \frac{1}{2 \frac{\tau_p^2}{\tau_{GJ}^2} + 3 \ln 2} \right]} \quad (6.6)$$

Για την περίπτωση που $C=0$ η εξίσωση (6.5) παίρνει τη μορφή για FL παλμό.

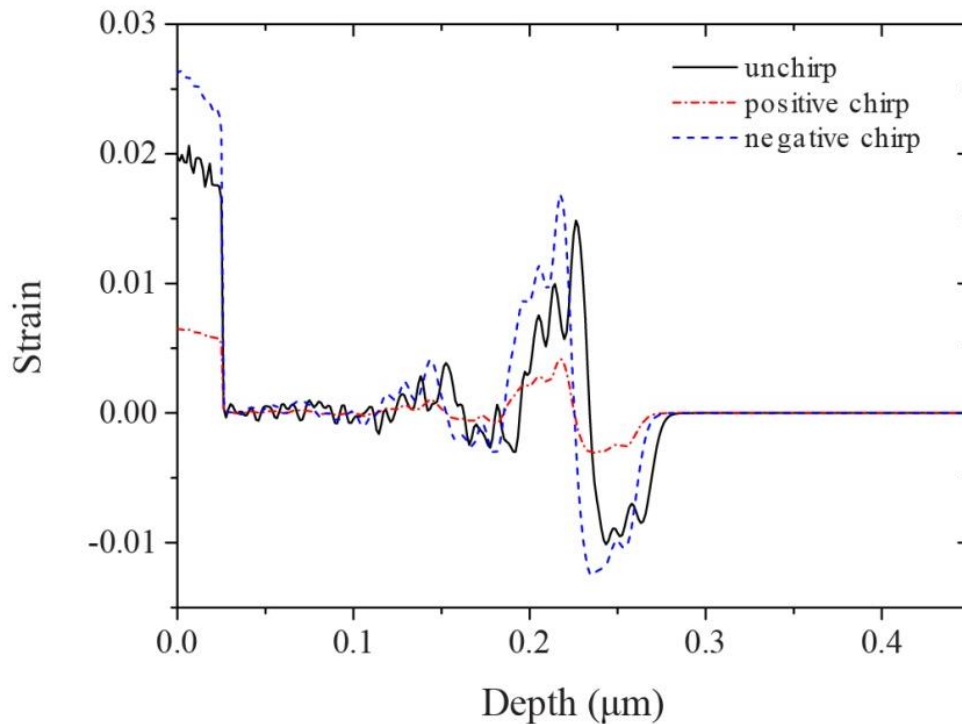
Τελικά, η απορρόφηση της ενέργειας του παλμού laser από το φιλμ Ti, A , είναι χρονοεξαρτώμενη συνάρτηση και μάλιστα λαμβάνει υπόψη τις χρονοεξαρτώμενες αλλαγές της Fermi-Dirac κατανομής των ηλεκτρονίων μέσα στο μέταλλο η οποία μεταβάλλει την πιθανότητα μετάβασης του φωτονίου [109-111] και είναι

$$A(t') = A_0(\omega_{inst}, T_{e0}) \times \frac{\int_{\varepsilon} f(E, T_e) \times [1 - f(E + \hbar\omega_{inst}, T_e)] \times DOS \times d\varepsilon}{\int_{\varepsilon} f(E, T_{e0}) \times [1 - f(E + \hbar\omega_{inst}, T_{e0})] \times DOS \times d\varepsilon} \quad (6.7)$$

όπου ε είναι η ενέργεια του ηλεκτρονίου, T_{e0} η αρχική θερμοκρασία των ηλεκτρονίων (εδώ 300K), T_e η στιγμιαία θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, $f(E, T_e)$ η Fermi-Dirac συνάρτηση κατανομής σε θερμοκρασία ηλεκτρονίων T_e , $A_0(\omega_{inst}, T_{e0})$ η απορρόφηση του Ti:Si δείγματος στη T_{e0} η οποία αλλάζει συναρτήσει της ω_{inst} και εξάγεται μέσω του υπολογισμού της διηλεκτρικής συνάρτησης [29], $f(E)$ η πιθανότητα να είναι κατειλημμένη η στάθμη ενέργειας E (άρα $(1-f(E))$ είναι η πιθανότητα να είναι κενή η στάθμη ενέργειας E) [112] και DOS η πυκνότητα καταστάσεων του Ti. Η σύνθεση της DOS για το Ti, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.3, γύρω από την ενέργεια Fermi καθώς επίσης και το γεγονός ότι υπάρχει μία σημαντική έμμεση μετάβαση για το Ti, ισχυροποιούν ακόμη περισσότερο και κάνουν αναγκαία την παραδοχή της χρονικής εξάρτησης της συχνότητας της δέσμης άντλησης, ω_{inst} , στο μοντέλο μας [107]. Δεδομένου του μεγάλου μεγέθους των δεσμών laser στο πείραμα και του γεγονότος ότι η ταλάντωση Brillouin ανιχνεύεται σε βάθος μερικών εκατοντάδων nm, το 1-D θερμομηχανικό μοντέλο και οι εξισώσεις ελαστικής θεωρίας μπορούν να περιγράψουν ικανοποιητικά, τα επαγόμενα ελαστικά κύματα κατά τον κάθετο άξονα.

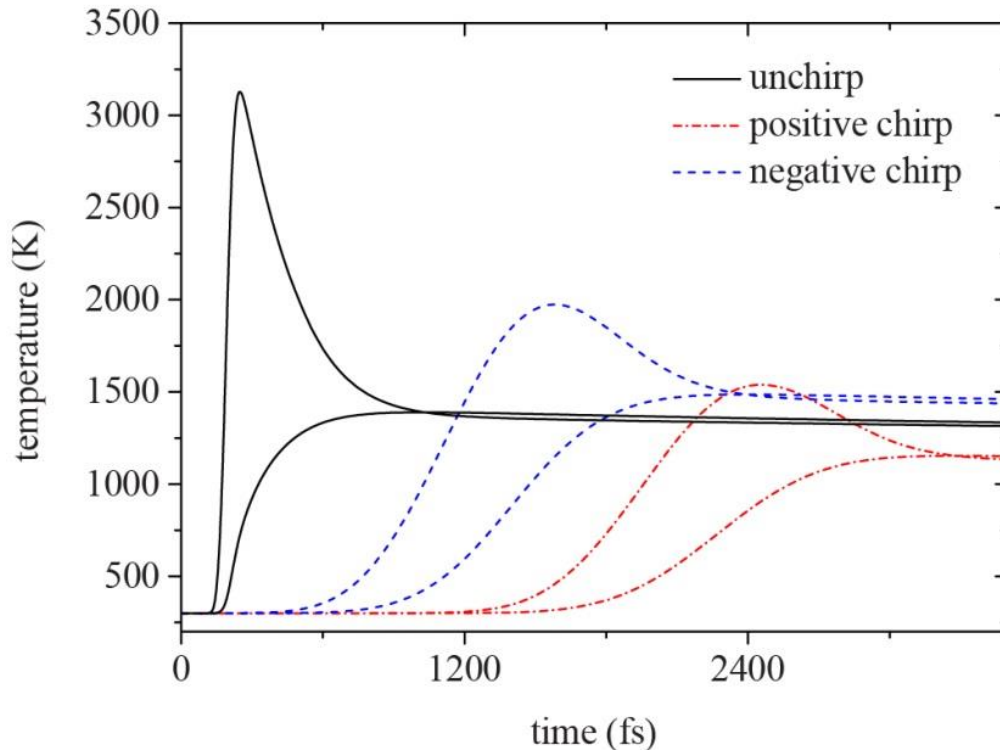
6.5. Συζήτηση αποτελεσμάτων

Η αριθμητική επίλυση των εξισώσεων έγινε με τη μέθοδο πεπερασμένων διαφορών όπου υποθέτουμε ότι υπάρχει τέλεια θερμική επαφή μεταξύ των δύο υλικών, Ti και Si. Επίσης, υποθέτουμε ότι η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων και του πλέγματος καθώς και η ροή θερμότητας είναι συνεχής στη διεπιφάνεια, έτσι η αντίσταση της διεπιφάνειας θεωρείται μηδενική. Σε σχέση με τη μηχανική απόκριση του δείγματος Ti:Si, θεωρούμε μηδενική πίεση στην επιφάνεια του μεταλλικού φιλμ, μηδενική μετατόπιση και ταχύτητα για $t=0$ καθώς και ότι το πεδίο πίεσης είναι συνεχές καταμήκος της διεπιφάνειας. Η λύση των εξισώσεων του θεωρητικού μοντέλου παρέχει μία λεπτομερή ανάλυση του χωρικού προφίλ του ακουστικού παλμού καθώς επίσης και την ηλεκτρονιακή και πλεγματική θερμοκρασιακή εξέλιξη για τις τρεις διαφορετικές περιπτώσεις παλμών laser όπου παρουσιάσαμε τις πειραματικές μετρήσεις [107].



Σχήμα 6.3: Υπολογισμένη - βάση του θερμο-μηχανικού μοντέλου - κατανομή του παραγόμενου ακουστικού κύματος στο σύστημα Ti:Si σαν συνάρτηση του βάθους, σε 30ps μετά την οπτική διέγερση (ακουστικό κύμα ήδη μέσα στο Si), για FL (μαύρη συνεχής γραμμή), αρνητικού (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και θετικού (κόκκινη τελεία-διακεκομμένη γραμμή) chirp, παλμούς laser

Στο Σχήμα 6.3 φαίνεται το υπολογισμένο ελαστικό κύμα σαν συνάρτηση του βάθους μέσα στο δείγμα, κατά τη χρονική στιγμή 30ps μετά την οπτική διέγερση, για τις ίδιες τρεις περιπτώσεις παλμών laser που παρουσιάστηκαν και στο Σχήμα 6.2. Όπως προκύπτει από τους υπολογισμούς, οι αρνητικού chirp παλμοί laser παράγουν αρκετά ισχυρότερο ελαστικό κύμα συγκριτικά με τις δύο άλλες περιπτώσεις παλμών laser, γεγονός που συμφωνεί απόλυτα με τα πειραματικά αποτελέσματα.



Σχήμα 6.4: Υπολογισμένη χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (πάνω καμπύλη) και του πλέγματος (κάτω καμπύλη), στην επιφάνεια του 25nm Ti φιλμ, του δείγματος Ti:Si, για FL (μαύρη συνεχής γραμμή), αρνητικού (μπλε διακεκομμένη γραμμή) και θετικού (κόκκινη τελεία-διακεκομμένη γραμμή) chirp, παλμούς laser. Οι καμπύλες της θερμοκρασίας είναι οριζόντια μετατοπισμένες στο χρόνο για καλύτερη σαφήνεια

Στο Σχήμα 6.4 φαίνονται οι υπολογισμένες θερμοκρασίες ηλεκτρονίων και πλέγματος, στην επιφάνεια του δείγματος, σαν συνάρτηση του χρόνου, για τις τρεις περιπτώσεις παλμών. Αν και η μέγιστη θερμοκρασία ηλεκτρονίων είναι υψηλότερη για τον FL παλμό, η θερμοκρασία πλέγματος, μετά την αποκατάσταση της θερμοδυναμικής ισορροπίας, είναι υψηλότερη για τους αρνητικού chirp παλμούς. Η πυκνότητα ενέργειας

που χρησιμοποιήθηκε είναι τέτοια ώστε η θερμοκρασία του πλέγματος να βρίσκεται με ασφάλεια κάτω από το σημείο τήξης του Ti (~1940K). Επειδή ο σχηματισμός του ακουστικού παλμού εξαρτάται ισχυρά από την τοπική διαφορά θερμοκρασίας πλέγματος, γίνεται φανερό γιατί οι παλμοί αρνητικού chirp παράγουν τελικά το ισχυρότερο ελαστικό κύμα μέσα στο μέταλλο. Επιπλέον, λόγω της πολύ καλής προσαρμογής της ακουστικής εμπέδησης των δύο υλικών (Ti και Si), ποσοστό ~85%, του παραγόμενου ελαστικού κύματος στο Ti, υπολογίζεται να διαδίδεται μέσα στο Si [30].

Το γεγονός ότι οι παλμοί αρνητικού chirp προκαλούν τη δημιουργία ισχυρότερων ελαστικών κυμάτων, ακόμη και από τους FL παλμούς, δεν έρχεται σε αντίθεση με προηγούμενες εργασίες των Shimada et al [100] και Misochko et al [105], οι οποίοι δείχνουν ότι οι FL παλμοί laser οδηγούν σε φωνόνια μεγαλύτερου πλάτους, στους ημιαγωγούς. Η διαφορά στη δική μας εργασία είναι ότι το ελαστικό κύμα στο Si προέρχεται από το κύμα που δημιουργήθηκε στο μεταλλικό μετατροπέα. Η αλληλεπίδραση ακτινοβολίας-ύλης λαμβάνει χώρα στο μεταλλικό φιλμ όπου οι φυσικοί μηχανισμοί διαφέρουν. Η μεταλλική φύση του οπτοελαστικού μετατροπέα ενισχύει την απορρόφηση της ενέργειας του laser όταν το 'μπλε' κομμάτι του φάσματος του παλμού φτάνει πρώτο. Επειδή αυτό το μέρος του φάσματος του παλμού εμπεριέχει κατά μέσο όρο μεγαλύτερης ενέργειας φωτόνια, διεγείρει σε υψηλότερες ενεργειακές στάθμες ένα σημαντικό αριθμό μη θερμικών ηλεκτρονίων. Η διαδικασία αυτή "ανοίγει" πολλές άδειες θέσεις βαθιά κάτω από την ενέργεια Fermi και επιτρέπει έτσι στο 'κόκκινο' μέρος του παλμού, τα χαμηλότερης ενέργειας φωτόνια να διεγείρουν ηλεκτρόνια τα οποία βρίσκονται πολύ βαθιά στο ενεργειακό διάγραμμα των καταστάσεων του Ti, και έτσι να απορροφηθούν πιο αποδοτικά [113,114]. Η ανάλυση αυτή υποστηρίζεται επίσης από τα πειραματικά αποτελέσματα των Teng και Guo [115] οι οποίοι βρήκαν ότι στην περίπτωση που χρησιμοποιούνταν παλμοί αρνητικού chirp, το σήμα της δεύτερης αρμονικής από την επιφάνεια χρυσού ήταν υψηλότερο, συγκριτικά με την περίπτωση που χρησιμοποιούνταν παλμοί FL ή θετικού chirp.

Συμπεράσματα και Μελλοντική Εργασία

7.1. Συμπεράσματα της διατριβής – νέα αποτελέσματα

Μία πειραματική διάταξη άντλησης – ελέγχου αλλαγής ανακλαστικότητας αναπτύχθηκε εξ' ολοκλήρου στο εργαστήριο Ακουστικής και Οπτικής τεχνολογίας, του ΤΕΙ Κρήτης, για την παραγωγή και την ανίχνευση υψίσυχνων και χωρικά εντοπισμένων ελαστικών κυμάτων, με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser. Η παραγωγή των ελαστικών κυμάτων έγινε μη καταστρεπτικά, μέσω απορρόφησης femtosecond παλμών laser, σε στερεά διαστρωματωμένα υλικά μεταλλικού φιλμ/Si. Το μεταλλικό φιλμ λειτουργεί ως οπτοακουστικός μετατροπέας και μετατρέπει την H/M ενέργεια σε ακουστικό κύμα, το οποίο διαδίδεται στη συνέχεια στο υπόστρωμα Si. Τα ελαστικά κύματα στο Si εμφανίζονται στο καταγραφόμενο πειραματικό σήμα, ως μία ταλάντωση Brillouin. Η συχνότητα της ταλάντωσης Brillouin είναι συνάρτηση των χαρακτηριστικών της H/M ακτινοβολίας και των οπτικών και ελαστικών ιδιοτήτων του Si.

Συγκρίνοντας τα πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις σε διαφορετικά μεταλλικά φιλμ (που εναποτίθεται πάνω στο υπόστρωμα Si), βρέθηκαν εκείνα τα μέταλλα στα οποία η μεταροπή H/M ενέργειας σε ακουστικό κύμα, εμφανίζεται αποδοτικότερη. Σε αυτό, φυσικά συνυπάρχει και το καλό ταίριασμα ακουστικής εμπέδησης μεταξύ του μεταλλικού φιλμ και του Si. Επιπλέον, εξετάστηκε και βρέθηκε το βέλτιστο πάχος για κάθε μεταλλικό φιλμ, ώστε να εξασφαλιστεί το μέγιστο σήμα Brillouin, χωρίς καταστροφή του δείγματος από αύξηση της θερμοκρασίας πάνω από το σημείο τήξης του μεταλλικού φιλμ. Τελικά, χρησιμοποιώντας μήκος κύματος ακτινοβολίας $\lambda \sim 800\text{nm}$, εξήχθησαν τα γεωμετρικά, ελαστικά και θερμοφυσικά χαρακτηριστικά του μεταλλικού φιλμ τα οποία είναι αναγκαία για τη διάδοση ισχυρών, υψίσυχνων ελαστικών κυμάτων μέσα στο Si.

Στο σημείο αυτό χρειάζεται ιδιαίτερη επισήμανση στο γεγονός ότι τα διαδιδόμενα ελαστικά κύματα στο Si ανιχνεύτηκαν για πρώτη φορά με μήκος κύματος ακτινοβολίας laser στα ~800nm. Σε προγενέστερες μελέτες, γινόταν χρήση μήκους κύματος ~400nm, επειδή σε αυτή τη φασματική περιοχή οι τιμές των ελαστο-οπτικών ιδιοτήτων του Si παρουσιάζουν ιδιαίτερα αυξημένες τιμές. Στη μελέτη της παρούσας εργασίας, η χρήση μήκους κύματος ~800nm διευκολύνει και βελτιώνει σημαντικά την πειραματική διαδικασία, αφού αποτρέπει την ανάγκη παραγωγής δεύτερης αρμονικής ή χρήσης λευκού φωτός, όπως θα ήταν αναγκαίο ακολουθώντας τις προγενέστερες πειραματικές μελέτες.

Επίσης, σε διαφορετικού πάχους δείγμα Ti/Si, καταγράφηκαν οι διαδοχικές ανακλάσεις του διαδιδόμενου ελαστικού κύματος στη διεπιφάνεια Ti/Si και από τη χρονική διαφορά άφιξης τους στην επιφάνεια του δείγματος, υπολογίσθηκαν με ακρίβεια οι μηχανικές ιδιότητες του φιλμ Ti και συγκεκριμένα η διαμήκης ταχύτητα διάδοσης του ακουστικού κύματος στο Ti.

Επιπλέον, από τα πειραματικά αποτελέσματα καταγραφής του διαδιδόμενου ακουστικού κύματος στο σήμα αλλαγής της ανακλαστικότητας, εξήχθησαν οι φωτο-ελαστικές σταθερές του μετάλλου Ti, για μήκος κύματος ακτινοβολίας ~800nm. Οι τιμές των φωτο-ελαστικών εξαρτώνται ισχυρά από το μήκος κύματος της ακτινοβολίας ενώ δεν είναι γνωστές στη βιβλιογραφία. Έτσι, μέσω προσομείωσης του ανιχνευόμενου ακουστικού παλμού με το απλό μοντέλο του Thomsen, σύμφωνα με το οποίο το σχήμα του ακουστικού παλμού στο καταγραφόμενο σήμα αλλαγής ανακλαστικότητας συνδέεται με τις φωτο-ελαστικές σταθερές, εξήχθησαν για πρώτη φορά, απ'ότι γνωρίζουμε, οι φωτο-ελαστικές σταθερές του μετάλλου Ti.

Παράλληλα, μέσω των πειραμάτων σε πολύ λεπτά μεταλλικά φιλμ, πάχους μικρότερο ή συγκρίσιμο με το οπτικό βάθος διείσδυσης (ή το βαλλιστικό βάθος διείσδυσης) και συγκεκριμένα μέσω της γραμμικής, χρονικής πτώσης των πειραματικών δεδομένων αλλαγής ανακλαστικότητας, υπολογίστηκε ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου. Η ανάλυση αυτή προκύπτει από τις απλοποιήσεις που μπορούν να γίνουν στην περίπτωση αυτή, στις διαφορικές εξισώσεις του ETTM και τελικά οδηγεί σε μία εξίσωση, η οποία λύνεται αναλυτικά με ολοκληρώματα και οδηγεί σε μία γραμμική εξίσωση. Από την κλίση της γραμμικής προσομείωσης στα πειραματικά δεδομένα

υπολογίστηκε τελικά ο παράγοντας σύζευξης ηλεκτρονίου – φωνονίου για τα μέταλλα Ag και Ti.

Επιπλέον, εφαρμόστηκε θεωρητικό θερμο-μηχανικό μοντέλο, το οποίο συνδιάζει το διευρυμένο μονέλο δύο θερμοκρασιών (ETTM) με την ελαστική θεωρία, για την υποστήριξη των πειραματικών αποτελεσμάτων. Τα πειραματικά αποτελέσματα σε συνδιασμό με το θερμο-μηχανικό μοντέλο, δίνουν πληροφορίες για τους μηχανισμούς μεταφοράς ενέργειας σε femtosecond χρόνους, για τη χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών ηλεκτρονίων και πλέγματος καθώς και για την χωρική και χρονική εξέλιξη των επαγόμενων ελαστικών κυμάτων στο σύνολο των πολυστρωματικών υλικών μεταλλικού φιλμ/Si.

Τελικά, χρησιμοποιώντας μεταλλικό υμένιο Ti, πάχους 25nm, παράχθηκαν και διαδόθηκαν διαμήκη ελαστικά κύματα στο Si, πλάτους ποσοστιαίας παραμόρφωσης ~0.01 (η οποία αντιστοιχεί σε ένα compressional stress ~1.7GPa) και χωρικού εύρους ~35nm. Το πλάτος αυτό ποσοστιαίας παραμόρφωσης, το οποίο πειραματικά ανιχνεύτηκε ως μία πολύ ισχυρή ταλάντωση Brillouin και θεωρητικά υπολογίστηκε από το θεωρητικό θερμομηχανικό μοντέλο, θεωρείται γιγαντιαίο strain.

Στο δεύτερο μέρος της διατριβής, εξετάστηκε η επίδραση της χρονικής αναδιάταξης του φασματικού περιεχομένου (chirp) των παλμών laser στα επαγόμενα ελαστικά κύματα στο Ti/Si. Πειραματικά βρέθηκε, ότι τα παραγόμενα ελαστικά κύματα, τα οποία ανιχνεύονται πειραματικά ως μία ισχυρή Brillouin ταλάντωση, διαφοροποιούνται όταν χρησιμοποιούνται FL ή chirped παλμοί laser. Συγκεκριμένα, οι παλμοί laser με αρνητικό chirp οδηγούν στην παραγωγή ισχυρότερων ελαστικών κυμάτων σε σύγκριση με παλμούς με θετικό chirp και το ίδιο φασματικό περιεχόμενο. Επίσης, πειραματικά βρέθηκε ότι η ολοκληρωμένη περιοχή της ηλεκτρονιακής συνιστώσας του σήματος αλλαγής ανακλαστικότητας, το οποίο είναι ενδεικτικό της απορροφούμενης ενέργειας του laser άντλησης από τα ηλεκτρόνια του μετάλλου, ακολουθεί την ίδια συμπεριφορά για τις τρεις περιπτώσεις παλμών laser.

Με αφορμή τα πειραματικά αποτελέσματα, το υπάρχον θερμο-μηχανικό μοντέλο διευρύνθηκε ώστε να συμπεριλάβει στα αποτελέσματα του και το chirp των παλμών laser (για πρώτη φορά, σύμφωνα με την υπάρχουσα βιβλιογραφία μέχρι σήμερα). Τα αποτελέσματα του θεωρητικού μοντέλου έδειξαν ότι οι αρνητικού chirp παλμοί laser

παράγουν αρκετά ισχυρότερο ελαστικό κύμα συγκριτικά με τις δύο άλλες περιπτώσεις παλμών laser, γεγονός που συμφωνεί απόλυτα με τα πειραματικά αποτελέσματα. Επίσης το θερμο-μηχανικό μοντέλο προέβλεψε τις θερμοκρασίες ηλεκτρονίων και πλέγματος στην επιφάνεια του δείγματος σαν συνάρτηση του χρόνου για τις τρεις διαφορετικές περιπτώσεις παλμών. Η θερμοκρασία πλέγματος βρέθηκε υψηλότερη για τους αρνητικού chirp παλμούς laser. Επειδή ο σχηματισμός του ακουστικού παλμού εξαρτάται ισχυρά από την τοπική διαφορά θερμοκρασίας πλέγματος, δικαιολογείται ότι οι παλμοί αρνητικού chirp παράγουν τελικά το ισχυρότερο ελαστικό κύμα μέσα στο μέταλλο.

7.2. Μελλοντική Εργασία

Η μελέτη που πραγματοποιήθηκε στην παρούσα διδακτορική διατριβή, μπορεί να εφαρμοστεί, λόγω των επαγόμενων υψίσυχων και χωρικά εντοπισμένων ελαστικών κυμάτων, στη μη-καταστροφική, εις βάθος εξέταση νανο-δομών μέσα στο Si, αφού η διακριτική ικανότητα της διάταξης φτάνει τα μερικά δεκάδες nanometers. Επίσης, μέσω της χρήσης του μήκους κύματος στα 800nm, η διαδικασία παραγωγής και ανίχνευσης ελαστικών κυμάτων στο Si, γίνεται ευκολότερα υλοποιήσιμη μέσα σε ένα εργαστήριο.

Παράλληλα ο συνδιασμός της πειραματικής με τη θεωρητική μελέτη, μπορεί να επεκταθεί και να εφαρμοστεί και σε διαφορετικά ημιαγώγιμα υλικά (εκτός του Si), τα οποία παρουσιάζουν αυξημένο τεχνολογικό ενδιαφέρον, π.χ. GaAs. Στις περιπτώσεις αυτές, η κατάλληλη επιλογή των γεωμετρικών, θερμοφυσικών και ελαστικών χαρακτηριστικών που πρέπει να έχει το μεταλλικό φιλμ, που εναποτίθεται πάνω από το συγκεκριμένο ημιαγώγιμο υπόστρωμα, μπορεί να γίνει με τρόπο ανάλογο με αυτόν που ακολουθήθηκε στην παρούσα διδακτορική διατριβή.

Η πειραματική διάταξη που αναπτύχθηκε στο εργαστήριο μπορεί να χρησιμοποιηθεί επίσης και για την εξαγωγή των φωτο-ελαστικών σταθερών άλλων υλικών, στα 800nm, οι οποίες πολύ συχνά δεν είναι γνωστές στη βιβλιογραφία. Επιπλέον, σε περίπτωση άγνωστων ελαστικών χαρακτηριστικών του ημιαγώγιμου υποστρώματος, π.χ. ταχύτητα διάδοσης του ελαστικού κύματος, αυτά μπορούν να εξαχθούν απευθείας από την περίοδο

της πειραματικά μετρούμενης Brillouin ταλάντωσης, χωρίς την ανάγκη θεωρητικών προσομοιώσεων.

Επίσης, τα πειραματικά αποτελέσματα σε συνδιασμό με το θερμο-μηχανικό μοντέλο μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εξαγωγή των μηχανισμών μεταφοράς ενέργειας, σε femtosecond χρόνους καθώς και τη χωρο-χρονική κατανομή των επαγόμενων ελαστικών κυμάτων σε διαφορετικά πολυστρωματικά υλικά. Τα αποτελέσματα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εύρεση της μέγιστης χωρικής διακριτικής ικανότητας που μπορεί να επιτευχτεί με τη μέθοδο αυτή.

Παράλληλα, περαιτέρω μελέτη της επίδρασης της διαμόρφωσης των υπερβραχέων παλμών laser στα επαγόμενα ελαστικά κύματα, μπορεί να πραγματοποιηθεί π.χ. με spatial light modulator, ώστε να συγκεντρωθούν περισσότερες πληροφορίες ως προς τον οπτικό έλεγχο των ακουστικών κυμάτων. Τέλος, το διευρυμένο θερμομηχανικό μοντέλο, το οποίο λαμβάνει υπόψη του και το chirp των παλμών laser, μπορεί να εφαρμοστεί και σε άλλες πολυστρωματικές δομές για μία πιο ευρεία έρευνα όσον αφορά τον οπτικό έλεγχο των επαγόμενων ελαστικών κυμάτων.

Αναφορές (references)

- [1] C. B. Scruby and L. E. Drain, *Laser Ultrasonics Techniques and Applications* (CRC Press, 1990)
- [2] O. Matsuda, O. B. Wright, D. H. Hurley, V. E. Gusev, and K. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **93**(9), 095501 (2004)
- [3] C. Rossignol, J. M. Rampnoux, M. Perton, B. Audoin, and S. Dilhaire, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 166106 (2005)
- [4] A. G. Bell, "Upon the Production of Sound by Radiant Energy" *Philos. Mag.* **11**, 510 (1881)
- [5] R. M. White, *J. of Appl. Phys.* **34**, 2123 (1963)
- [6] R. M. White, *J. of Appl. Phys.* **34**, 3559 (1963)
- [7] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, *Phys. Rev. B* **34**(6), 4129 (1986)
- [8] J. E. Rothenberg, *Opt. Letters* **13**(9), 713 (1988)
- [9] O. B. Wright and K. Kawashima, *Phys. Rev. Lett.* **69**(11), 1668 (1992)
- [10] O. B. Wright, *Phys. Rev. B* **49**(14), 9985 (1994)
- [11] D. H. Hurley, O. B. Wright, O. Matsuda, V. E. Gusev, and O. V. Kolosov, *Ultrasonics* **38**(1–8), 470 (2000)
- [12] T. Saito, O. Matsuda, and O. B. Wright, *Phys. Rev. B* **67**, 205421 (2003)
- [13] D. H. Hurley and O. B. Wright, *Opt. Lett.* **24**, 1305 (1999)
- [14] P. Ruello, S. Zhang, P. Laffez, B. Perrin, and V. Gusev, *Phys. Rev. B* **79**, 094303 (2009)
- [15] P. M. Norris, A. P. Caffrey, R. J. Stevens, J. M. Klopf, J. T. McLeskey Jr., and A. N. Smith, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 400 (2003)
- [16] T. Dehoux, M. Perton, N. Chigarev, C. Rossignol, J. –M. Rampnoux, and B. Audoin, *J. of Appl. Phys.* **100**, 064318 (2006)
- [17] S. D. Bronson, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1962 (1987)
- [18] J. Hohlfeld, S. -S. Wellershoff, J. Gudde, U. Conrad, V. Jahnke, and E. Matthias, *Chem. Phys.* **251**(1–3), 237 (2000)
- [19] J. G. Fujimoto, J. M. Liu, E. P. Ippen, and N. Bloembergen, *PRL* **53**, 1837 (1984)

- [20] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H. J. Maris, J. Tauc, and J. J. Hauser, PRL **53**, 989 (1984)
- [21] B. Bonello, B. Perrin, E. Romatet, J. C. Jeannet, Ultrasonics **35**, 223 (1997)
- [22] D. M. Profunser, J. Vollmann, J. Dual, Ultrasonics **42**, 641 (2004)
- [23] J. L. Arlein, S. E. M. Palaich, B. C. Daly, P. Subramonium, and G. A. Antonelli, J. of Appl. Phys. **104**, 033508 (2008)
- [24] M. Bonn, D. N. Denzler, S. Funk, M. Wolf, S. -S. Wellershoff, and J. Hohlfeld, Phys. Rev. B **61**, 1101 (2000)
- [25] O. B. Wright, J. of Appl. Phys. **71**, 1617 (1992)
- [26] S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T.L. Perelman, Sov. Phys. JETP **39**(2), 375 (1974)
- [27] G. Tas and H. J. Maris, Phys. Rev. B **49**, 15046 (1994)
- [28] E. Carpena, Phys. Rev. B **74**, 024301 (2006)
- [29] G. D. Tsibidis, Appl. Phys. Lett. **104**, 051603 (2014)
- [30] E. Tzianaki, M. Bakarezos, G. D. Tsibidis, Y. Orphanos, P. A. Loukakos, C. Kosmidis, P. Patsalas, M. Tatarakis, and N. A. Papadogiannis, Opt. Express **23**, 17191 (2015)
- [31] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, Oxford, 1980
- [32] T. Q. Qiu and C. L. Tien, Int. J. Heat Mass Transfer. **35**(3), 719 (1992)
- [33] A. Wilson, *The Theory of Metals*, The University Press, Cambridge, 1936
- [34] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (3rd edition) (New York: Wiley, 1999)
- [35] M. Dressel and G. Gruner, *Electrodynamics of Solids* (Cambridge University Press, 2002)
- [36] M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, W. Weber, R. Burgermeister, D. Oberli, and H. C. Siegmann, PRL **79**, 5158 (1997)
- [37] M. Aeschlimann, M. Bauer, S. Pawlik, Chem. Phys. **205**, 127 (1996)
- [38] M. Kaveh and N. Wiser, Adv. Phys. **33**, 257 (1984)
- [39] Y. Ren, J. K. Chen, and Y. Zhang, J. of Appl. Phys. **110**, 113102 (2011)
- [40] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Holt-Saunders International Editions)
- [41] Z. Lin, L. V. Zhigilei, and V. Celli, Phys. Rev. B **77**, 075133 (2008)

- [42] N. A. Papadogiannis and S. D. Moustazis, *J. of Phys. D: Applied Phys.* **30**, 2389 (1997)
- [43] M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, L. V. Tanatarov, *Sov. Phys. JETP* **4**(2), 173 (1957)
- [44] P. B. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **59**(13), 1460 (1987)
- [45] X. Y. Wang, D. M. Riffe, Y. -S. Lee, and M. C. Downer, *Phys. Rev. B* **50**(11), 8016 (1994)
- [46] H. Ehrenreich, H. R. Philipp and B. Segall, *Phys. Rev* **132**, 1918 (1963)
- [47] H. Ehrenreich and H. R. Philipp, *Phys. Rev* **128**, 1622 (1962)
- [48] A. D. Rakic, A. B. Djurisic, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, *Appl. Optics* **37**(22), 5271 (1998)
- [49] J. D. Rancourt, *Optical Thin Films* (SPIE Optical Engineering Press, 1996)
- [50] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic waves in Solids I* (Springer, 1996)
- [51] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids* (2nd ed., Robert E. Krieger Publishing Company, 1990)
- [52] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity* (Pergamon Press, 1970)
- [53] A. F. Bower, *Applied Mechanics of Solids* (CRC Press, 2010)
- [54] J. D. Achenbach, *Wave propagation in Elastic Solids* (Elsevier, 1973)
- [55] A. Einstein, *Ann. Physik* **33**, 1275 (1910)
- [56] W. Hayes, R. Loudon, "Scattering of Light by Crystals" 1978
- [57] W. Greiner, *Classical Electrodynamics* (Springer, 1998)
- [58] C. W. Luo, Y. T. Wang, F. W. Chen, H. C. Shih, and T. Kobayashi, *Opt. Express* **17**, 11321 (2009)
- [59] W. Chen, M. D. Thoreson, S. Ishii, A. V. Kildishev, and V. M. Shalaev, *Opt. Express* **18**(5), 5124 (2010)
- [60] O. B. Wright and V. E. Gusev, *Appl. Phys. Lett.* **66**(10), 1190 (1995)
- [61] C. B. Scruby, R. J. Dewhurst, D. A. Hutchins, and S. B. Palmer, *J. Appl. Phys.* **51**(12), 6210 (1980)
- [62] J. D. Aussel, A. Le Brun, and J. C. Baboux, *Ultrasonics* **26**(5), 245 (1988)
- [63] S. K. Sundaram and E. Mazur, *Nature Materials* **1**(4), 217 (2002)
- [64] V. V. Temnov, C. Klieber, K. A. Nelson, T. Thomay, V. Knittel, A. Leitenstorfer, D. Makarov, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Nature Communications* **4**, 1468 (2013)

- [65] C. -K. Sun, F. Vallee, L. H. Acioli, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **50**(20), 15337 (1994)
- [66] O. V. Misochko, T. Dekorsy, S. V. Andreev, V. O. Kompanets, Yu. A. Matveets, A. G. Stepanov, and S. V. Chekalin, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 071901 (2007)
- [67] T. Dehoux, M. Perton, N. Chigarev, C. Rossignol, J. -M. Rampnoux, and B. Audoin, *J. of Appl. Phys.* **100**, 064318 (2006)
- [68] A. P. Kanavin, I. V. Smetanin, V. A. Isakov, Yu. V. Afanasiev, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen, S. Nolte, C. Momma, and A. Tunnermann, *Phys. Rev. B* **57**(23), 14698 (1998)
- [69] M. Lisowski, P. A. Loukakos, U. Bovensiepen, J. Staehler, C. Gahl, and M. Wolf, *Appl. Phys. A.* **78**(2), 165 (2004)
- [70] H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters* (Institute of Physics Publishing, 2001) Chap. 2.
- [71] E. Hecht, *Optics* (Addison-Wesley, 2002)
- [72] W. S. Fann, R. Storz, H. W. K. Tom, and J. Bokor, *Phys. Rev. B* **46**, 13592 (1992)
- [73] C. -K. Sun, F. Vallee, L. Acioli, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **48**, 12365 (1993)
- [74] B. C. Daly, K. Kang, and D. G. Cahill, 1st Int. Symposium on Laser Ultrasonics: Science, Technology and Applications, July 2008, Montreal, Canada
- [75] H. N. Lin, R. J. Stoner, H. J. Maris, and J. Tauc, *J. of Appl. Phys.* **69**(7), 3816 (1991)
- [76] M. A. Green and M. J. Keever, *Progr. In Photovoltaics* **3**, 189 (1995)
- [77] G. D. Tsibidis, E. Stratakis, and K. E. Aifantis, *J. Appl. Phys.* **111**, 053502 (2012)
- [78] J. K. Chen, W. P. Latham, and J. E. Beraun, *J. Laser Appl.* **17**(1), 63 (2005)
- [79] K. E. Petersen, in *Proceedings of IEEE* (IEEE, 1982), pp. 420–456
- [80] P. E. Hopkins and P. M. Norris, *J. Heat Transfer* **131**, 043208 (2009)
- [81] A. Devos and C. Lerouge, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2669 (2001)
- [82] A. Devos and R. Cote, *Phys. Rev. B* **70**, 125208 (2004)
- [83] A. Devos, *Ultrasonics* **56**(2), 90 (2015)
- [84] E. Pontecorvo, M. Ortolani, D. Polli, M. Ferretti, G. Ruocco, G. Cerullo, and T. Scopigno, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 011901 (2011)

- [85] B. C. Daly, G. A. Antonelli, H. J. Maris, W. K. Ford, L. Wong, and E. Andideh, *Physica B* **316-317**, 254 (2002)
- [86] P. Emery, D. Petit, P. Ancey, and A. Devos, *Proc. IEEE Ultrasonics Symposium*, 612 (2007)
- [87] C. Rossignol, B. Perrin, B. Bonello, P. Djemia, P. Moch, and H. Hurdequint, *Phys. Rev. B* **70**, 094102 (2004)
- [88] N. -W. Pu, E. -Y. Pan, and J. Bokor, *Appl. Phys. B* **79**, 107 (2004)
- [89] Y. Ezzahri, S. Grauby, S. Dilhaire, J. M. Rampnoux, and W. Claeys, *J. of Appl. Phys.* **101**, 013705 (2007)
- [90] S. Ramanathan, and D. G. Cahill, *J. Mat. Res.* **21**, 1204 (2006)
- [91] S. Kashiwada, O. Matsuda, J. J. Baumberg, R. L. Voti, and O. B. Wright, *J. of Appl. Phys.* **100**, 073506 (2006)
- [92] T. Bienville, J. F. Robillard, L. Belliard, I. Roch-Jeune, A. Devos, and B. Perrin, *Ultrasonics* **44**, 1289 (2006)
- [93] G. A. Antonelli, H. J. Maris, S. G. Malhotra, and J. M. E. Harper, *J. of Appl. Phys.* **91**, 3261 (2002)
- [94] S. N. Jerebtsov, A. A. Kolomenskii, H. Liu, H. Zhang, Z. Ye, Z. Luo, W. Wu, G. G. Paulus and H. A. Schuessler, *Phys. Rev. B* **76**, 184301 (2007)
- [95] T. C. Zhu, H. J. Maris, and J. Tauc, *Phys. Rev. B* **44**, 4281 (1991)
- [96] C. J. Morath, and H. J. Maris, *Phys. Rev. B* **54**, 203 (1996)
- [97] U. Storkel, K. L. Vodopyanov, and W. Grill, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 2258 (1998)
- [98] A. A. Maznev, D. J. McAuliffe, A. G. Doukas, and K. A. Nelson, *Ultrasound in Med. and Biol.* **25**, 601 (1999)
- [99] V. V. Temnov, C. Klieber, K. A. Nelson, T. Thomay, V. Knittel, A. Leitenstorfer, D. Makarov, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Nature Communications* **4**, 1468 (2013)
- [100] T. Shimada, C. Frischkorn, M. Wolf, and T. Kampfrath, *J. of Appl. Phys.* **112**, 113103 (2012)
- [101] M. Hase, K. Mizoguchi, H. Harima, S. Nakashima, M. Tani, K. Sakai, and M. Hangyo, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2474 (1996)
- [102] O. V. Misochko, M. V. Lebedev, H. Schäfer, and T. Dekorsy, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 406220 (2007)

- [103] A. Q. Wu and X. Xu, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 251111 (2007)
- [104] C. M. Liebig, Y. Wang, and X. Xu, *Opt. Express* **18**, 20498 (2010)
- [105] O. V. Misochko, T. Dekorsy, S. V. Andreev, V. O. Kompanets, Yu. A. Matveets, A. G. Stepanov, and S. V. Chekalin, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 071901 (2007)
- [106] J. -C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, San Diego, 1996)
- [107] E. Tzianaki, M. Bakarezos, G. D. Tsibidis, S. Petrakis, P. A. Loukakos, C. Kosmidis, M. Tatarakis, and N. A. Papadogiannis, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 254102 (2016)
- [108] E. Najafi, T. D. Scarborough, J. Tang, and A. Zewail, *Science* **347**, 164 (2015)
- [109] N. A. Papadogiannis and S. D. Moustazis, *Opt. Commun.* **137**, 174 (1997)
- [110] N. A. Papadogiannis, P. A. Loukakos, and S. D. Moustazis, *Opt. Commun.* **166**, 133 (1999)
- [111] C. Guo, G. Rodriguez, and A. J. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1638 (2001)
- [112] A. T. Georges, *Phys. Rev. A* **54**, 2412 (1996)
- [113] F. Mandl, *Statistical Physics* (Wiley, 1991)
- [114] W. Greiner, L. Neise, H. Stocker, *Thermodynamics and Statistical Mechanics* (Springer, New York, 2000)
- [115] H. Teng and C. Guo, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1110 (2004)

Λίστα Δημοσιεύσεων

Επιστημονικά Περιοδικά

1. E. Tzianaki, M. Bakarezos, G. D. Tsibidis, S. Petrakis, P. A. Loukakos, C. Kosmidis, M. Tatarakis, and N. A. Papadogiannis *''Controlling nanoscale acoustic strains in Silicon using chirped femtosecond laser pulses''*, Appl. Phys. Lett. **108**, 254102 (2016)

2. Eirini Tzianaki, Makis Bakarezos, George D. Tsibidis, Yannis Orphanos, Panagiotis A. Loukakos, Constantine Kosmidis, Panos Patsalas, Michael Tatarakis, Nektarios A. Papadogiannis *''High acoustic strains in Si through ultrafast laser excitation of Ti thin film transducers''*, Opt. Express **23**, 17191-17204 (2015)

Συνέδρια

3. Ε. Τζιανάκη, Ι. Ορφανός, Ε. Κασελούρης, Ε. Μπακαρέζος, Β. Δημητρίου, Μ. Ταταράκης, Ν. Παπαδογιάννης, *''Νανοακουστικά κύματα με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser και οι εφαρμογές τους σε σύνθετα υλικά''*, Πρακτικά του 7^{ου} πανελληνίου συνεδρίου Ακουστικής (2014)

4. Ι. Ορφανός, Ε. Τζιανάκη, Σ. Μπρέζας, Δ. Ζαχαριουδάκης, Μ. Ελευθερίου, Ε. Μπακαρέζος, Ν. Βάινος, Α. Λύρας, Κ. Κοσμίδης, Μ. Ταταράκης, και Ν. Α. Παπαδογιάννης, *''Γένεση, αντίχνευση και μοντελοποίηση μικρο- και νανο- ελαστικών κυμάτων υπερυψηλής συχνότητας σε επιφάνειες με τη χρήση υπερβραχέων παλμών laser''*, Πρακτικά του 5^{ου} πανελληνίου συνεδρίου Ακουστικής (2010)

5. E. Tzianaki, M. Tatarakis, M. Bakarezos, M. Eleftheriou, N.A. Papadogiannis, S. Kaziannis, C. Kosmidis, and A. Lyras, *''Experimental studies of generation and propagation of high frequency acoustic waves in various solid materials using ultraviolet picosecond laser pulses''*

ACOUSTICS '08 CONFERENCE, PARIS, FRANCE, 26 JUNE-4 JULY 2008, CONFERENCE PROCEEDINGS PUBLISHED IN THE JOURNAL OF THE ACOUSTICAL SOCIETY OF AMERICA ([HTTP://DX.DOI.ORG/10.1121/1.2933181](http://dx.doi.org/10.1121/1.2933181)) V. 123, 3155 (2008)

6. Ε. Τζιανάκη, Ε. Μπακαρέζος, Σ. Καζιάννης, Μ. Ταταράκης, Α. Λύρας, Κ. Κοσμίδης, Ν. Παπαδογιάννης, *''Πειραματική μελέτη παραγωγής και διάδοσης GHz υπερήχων σε διηλεκτρικά υλικά χρησιμοποιώντας υπερβραχείς παλμούς laser''*, Πρακτικά του 4^{ου} πανελλήνιου συνεδρίου Ακουστικής (2008)

7. Ε. Μπακαρέζος, Μ. Ελευθερίου, Χ. Κιαγιάς, Ν.Α. Παπαδογιάννης, Ε. Τζιανάκη, Κ. Πετρίδης, Μ. Ταταράκης, Ι. Καλιακάτσος, Σ. Καζιάννης, Α. Λύρας, Κ. Κοσμίδης, *''Υπέρηχοι υπερυψηλής συχνότητας δημιουργούμενοι μέσω laser και εφαρμογές''*, Πρακτικά του 3^{ου} πανελλήνιου συνεδρίου Ακουστικής (2006)

