

Superluminal light pulses propagation

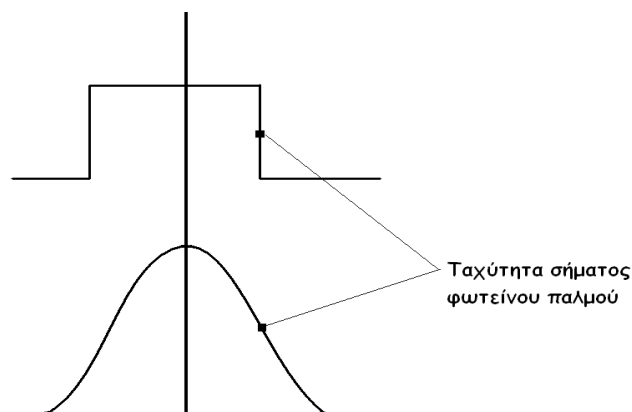
Υπερφωτική διάδοση παλμών

Γιάννης Διαλεκτός Α.Μ:2680

Πανεπιστήμιο Κρήτης σχολή θετικών επιστημών τμήμα φυσικής

Περιγραφή: Είναι γνωστό από την ειδική θεωρία της σχετικότητας ότι η μεγαλύτερη ταχύτητα που μπορεί να υπάρξει είναι αυτή της ταχύτητας του φωτός στο κενό. Τα τελευταία χρονιά όμως, μια σειρά από πειράματα έχουν δείξει ότι σε μέσα που παρουσιάζουν ανώμαλη διασπορά η ταχύτητα διάδοσης μπορεί να ξεπεράσει αυτή του κενού ή ακόμα να γίνει και αρνητική. Στην εργασία αυτή θα παρουσιάσουμε το φαινόμενο, πρώτα θεωρητικά δείχνοντας ταυτόχρονα πόσο σημαντικός είναι ο ρόλος της ανώμαλης διασποράς και έπειτα παρουσιάζοντας την πειραματική διαδικασία. Κλείνοντας θα εξετάσουμε και θα συζητήσουμε αν τα αποτελέσματα έρχονται σε αντίθεση με την ειδική θεωρία της σχετικότητας και την αρχή της αιτιότητας

1. Εισαγωγή : Πρώτος ο Rayleigh ήταν αυτός που ανέπτυξε την θεωρία της ανώμαλης διασποράς και σημείωσε ότι ένας φωτεινός παλμός “ταξιδεύει” με την ταχύτητα ομάδας αντί για την φασική ταχύτητα. Ο Sommerfeld και ο μαθητής του ο Brillouin εφάρμοσαν τα αποτελέσματα του Rayleigh για διάδοση φωτός σε απορροφητικά μέσα. Έδειξαν θεωρητικά ότι η ταχύτητα ομάδας γινόταν μεγαλύτερη της C ή ακόμα και αρνητική. Για να αποφύγουν τον περιορισμό του ορίου ταχύτητας από την σχετικότητα ο Sommerfeld και ο Brillouin τόνισαν ότι μόνο η ταχύτητα του σήματος που μεταφέρει ο παλμός πρέπει να υπακούει στην αιτιότητα και όχι ο παλμός καθαυτός. Επίσης όρισαν σαν ταχύτητα σήματος ενός παλμού την “frontal speed”, δηλαδή την ταχύτητα του μέσου της μπροστινής άκρης του παλμού (σχήμα 1), αντί για τον μέχρι τότε ορισμό της “signal speed”.



Σχήμα 1.

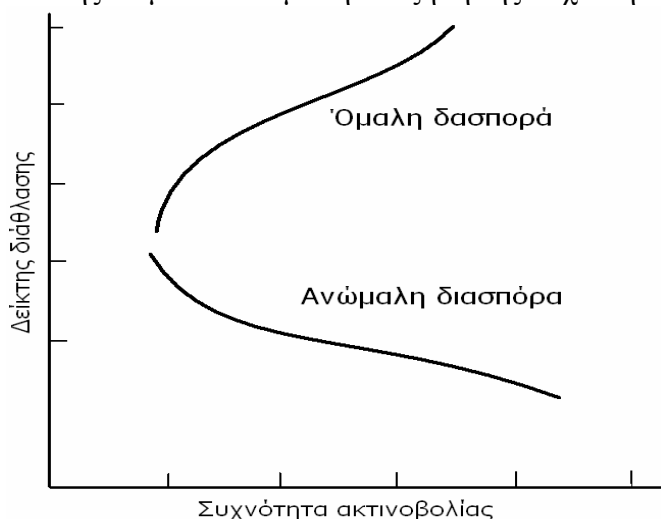
Πρόσφατα έχουν χρησιμοποιηθεί διάφοροι τρόποι για να παρατηρηθεί το φαινόμενο της υπερφωτικής διάδοσης παλμών, όπως ανώμαλη διασπορά κοντά σε μια γραμμή απορρόφησης, γραμμική και μη γραμμική ενίσχυση, ενεργό μέσο πλάσματος ή tunneling barrier. Παρόλα αυτά σε όλα τα πειράματα οι παλμοί υπόκεινται είτε σε πολύ μεγάλη απορρόφηση ή σε μεγάλο ανασχηματισμό (distortion) που έχει σαν αποτέλεσμα να δημιουργούνται αντιθέσεις στην ανάλυση τους.

Σε μια σειρά από πειράματα ο Chiao και οι συνεργάτες του έδειξαν θεωρητικά ότι μπορεί να εμφανιστεί ανώμαλη διασπορά σε διαφανή υλικά. Πιο συγκεκριμένα είχε προβλεφθεί ότι χρησιμοποιώντας μια gain doublet είναι δυνατόν να έχουμε περιοχή με διάφανη πλέον ανώμαλη διασπορά που οι ταχύτητες διάδοσης θα ξεπερνούν την ταχύτητα του φωτός στο κενό με σχεδόν καμία αλλαγή στο σχήμα του παλμού (pulse distortion). Για την παρατήρηση του φαινομένου της υπερφωτικής

διάδοσης παλμών χρησιμοποιείται γραμμική gain-assisted ανώμαλη διασπορά. Δύο κορυφές ενίσχυσης Raman τοποθετούνται κοντά για την λήψη μιας περιοχής ανώμαλης διασποράς χωρίς απώλειες.

2. Θεωρία ανώμαλης διασποράς σε διαφανή μέσα :

Στο σημείο αυτό θα ήταν καλό να αναφερθούμε στην ομαλή και στην ανώμαλη διασπορά. Όπως είναι ευρύτατα γνωστό διασπορά ονομάζεται το φαινόμενο της εξάρτησης του δείκτη διάθλασης από την συχνότητα ω της ακτινοβολίας. Η διασπορά όπως φαίνεται στο σχήμα 2, μπορεί να είναι είτε ομαλή, ο δείκτης διάθλασης να αυξάνει με την αύξηση της συχνότητας της ακτινοβολίας, είτε αρνητική, ο δείκτης διάθλασης να μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας της ακτινοβολίας.



σχήμα 2

Επειδή τα κύματα διαφορετικών συχνοτήτων κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες σε ένα μέσο διασποράς, μια κυματομορφή που είναι προϊόν επαλληλίας κυμάτων ποικίλων συχνοτήτων αλλάζει σχήμα καθώς προχωρά. Έτσι, ένα κύμα που έχει αιχμηρή κορυφή, σταδιακά απλώνεται καθώς κινείται, ενώ η κάθε ημιτονοειδής συνιστώσα έχει την δική της **κυματική** (ή φασική) **ταχύτητα** $u = \omega/k$, το κυματοπακέτο ως σύνολο κινείται με την λεγόμενη **ταχύτητα ομάδας**

$$u = \frac{d\omega}{dk} \rightarrow \frac{1}{u_g} = \frac{dk}{d\omega} \rightarrow \frac{1}{C} \frac{d(Ck)}{d\omega} = \frac{1}{C} \left[n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right] \rightarrow u = \frac{C}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}$$

Ορίζουμε λοιπόν : $n_g = \frac{d[n(\nu) \nu]}{d\nu}$

έτσι ώστε: $u_g = C/n_g \Leftrightarrow n_g = C/u_g$

(Είναι γνωστό ότι φασική ταχύτητα μπορεί να ξεπερνάει την ταχύτητα του φωτός χωρίς να αντιβαίνει στο αξίωμα της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας.)

Για όλα τα διαφανή μέσα σε θερμοκή ισορροπία, έτσι ώστε να είναι απορροφητικά σε όλες τις συχνότητες του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, η διασπορά είναι ομαλή. Στην περίπτωση των διηλεκτρικών μέσων, όταν η συχνότητα της ακτινοβολίας είναι κάτω από το ενεργειακό χάσμα όπου τα μέσα είναι διαφανή, ο δείκτης διάθλασης είναι μεγαλύτερος του ένα ($n(\nu) > 1$) και συνεπώς η ταχύτητα διάδοσης είναι μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός. Στην περίπτωση των μετάλλων όταν η συχνότητα της ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη από τη συχνότητα πλάσματος ν_p , το μέταλλο γίνεται διαφανές με δείκτη διάθλασης ταχύτητας ομάδας $n_g > 1/n > 1$, που έχει σαν αποτέλεσμα η ταχύτητα ομάδας ενός παλμού που διαδίδεται μέσα στο μέταλλο να είναι επίσης μικρότερη αυτής του φωτός. Αυτές οι συνθήκες είναι αποτελέσματα των σχέσεων Kramers-Kronig. Συνεπώς για μέσα που βρίσκονται σε μια ενεργή κατάσταση που υπακούει στη συνθήκη των Landau και Lifshitz, $\text{Im}[X(\nu)] \geq 0$, όπου η H/M ακτινοβολία σε όλες τις συχνότητες μετατρέπεται σε θερμότητα και έπειτα διαχέεται, δεν μπορούν για την ίδια περιοχή συχνοτήτων να εμφανίσουν ταυτόχρονα ανώμαλη διασπορά και διαφάνεια (transparency).

Παρόλα αυτά, για μέσα με ενίσχυση, η γενική υπόθεση της σχέσης των Kramers-Kronig πλέον δεν ισχύει. Σε ένα μέσο ενίσχυσης όπως ένας ηλεκτρονικός ή οπτικός ενισχυτής, το φανταστικό μέρος της ηλεκτρικής επιδεκτικότητας μπορεί να γίνει αρνητικό σε μια μικρή περιοχή συχνοτήτων όπου

εμφανίζεται ενίσχυση. Συνεπώς εμφανίζεται ανώμαλη διασπορά στο μέσο, που έχει σαν αποτέλεσμα ταχύτητες μεγαλύτερες του φωτός ή ακόμα και αρνητικές.

. Κλασική Θεωρία

Όπως αναφέραμε και προηγουμένως σε διαφανή μέσα, όπου η απορρόφηση είναι αμελητέα, η διασπορά είναι ομαλή και έχουμε $dn/dv \geq 0$ που έχει σαν αποτέλεσμα η ταχύτητα ομάδας να είναι μικρότερη της ταχύτητας του φωτός ($u_g \leq 0$). Σε ειδικές περιπτώσεις που αυτή η ομαλή διασπορά γίνει πολύ απότομη σε μια μικρή περιοχή συχνοτήτων, όπως στην περίπτωση της electromagnetic induced transparency (EIT) έτσι ώστε $ndn/dv \gg 1$, η ταχύτητα ομάδας μπορεί να μειωθεί μέχρι και 8m/sec!!!

Στην περίπτωση τώρα της ανώμαλης διασποράς σε μια περιοχή συχνοτήτων όπου έχουμε $ndn/dv \ll -1$, ο δείκτης ταχύτητας ομάδας (n_g) γίνεται αρνητικός. Εάν ο δείκτης διάθλασης ($n(v)$) μειώνεται αρκετά γρήγορα σε σχέση με την συχνότητα, η ταχύτητα ομάδας γίνεται αρνητική και φυσικά όπως είναι γνωστό αυτό συμβαίνει μέσα σε μια γραμμή απορρόφησης. Παρόλα αυτά όμως η μεγάλη απορρόφηση καθιστά πολύ δύσκολο να μελετηθεί το φαινόμενο. Για αυτό το λόγο ακριβώς ο Chiao και οι συνεργάτες του έδειξαν ότι είναι πιθανόν να μελετηθεί η απότομη αυτή ανώμαλη διασπορά και συνεπώς η αρνητική ταχύτητα ομάδας σε διαφανή μέσα που στην συγκεκριμένη περιοχή συχνοτήτων παρουσιάζουν αντί για απορρόφηση ενίσχυση.

Ας αρχίσουμε θεωρώντας ένα κλασικό Lorentz oscillator model του δείκτη διάθλασης. Η ηλεκτρική επιδεκτικότητα δίνεται από τον τύπο $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} (1 + N\alpha)$, όπου N η ατομική πυκνότητα και α η ατομική πολωσιμότητα. Η πυκνότητα πόλωσης $\mathbf{P} = -\epsilon_0 N e \chi = \epsilon_0 N \alpha \mathbf{E}$ μπορεί να βρεθεί χρησιμοποιώντας ένα απλό μοντέλο Lorentz.

Για να βρούμε την διπολική ροπή $\mathbf{p} = -e\mathbf{x}$ για μια bound charge με μια κυκλική intrinsic συχνότητα $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ και έναν συντελεστή απόσβεσης $\Gamma = 4\pi\gamma$, αρχίζουμε από την εξίσωση κίνησης του ηλεκτρονίου,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} + \Gamma \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{x} = -\frac{e\mathbf{E}}{m} = -\frac{e\mathbf{E}_0}{m} e^{-i\omega t}$$

,λύνοντας την εξίσωση παίρνουμε τη λύση

$$\mathbf{x} = \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{1}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\omega\Gamma} \approx \frac{e\mathbf{E}}{2m\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\omega\Gamma/2}$$

όπου κάναμε την προσέγγιση $\omega_0 \gg \Gamma$.

Συνεπώς για την ατομική πολωσιμότητα παίρνουμε,

$$\alpha = -\frac{e^2}{2m\omega_0} \frac{1}{\omega - \omega_0 + i\omega\Gamma/2} = -\frac{e^2}{4\pi m\omega_0} \times \frac{1}{\nu - \nu_0 + i\gamma}$$

Η ηλεκτρική επιδεκτικότητα του μέσου μπορεί να γραφτεί τότε ως

$$\chi(\nu) = \frac{Ne^2}{4\pi\epsilon_0 m\omega_0} \times \frac{1}{\nu - \nu_0 + i\gamma} = -f \times \frac{M}{\nu - \nu_0 + i\gamma}$$

όπου $M = \nu_p^2/\nu_0$ με ν_0 η συχνότητα πλάσματος και f την oscillator strength. Όταν δύο γραμμές απορρόφησης τοποθετηθούν κοντά με ίσες oscillator strengths $f_1 = f_2 = 1$, η ηλεκτρική επιδεκτικότητα μπορεί να γραφτεί ως

$$\chi(\nu) = -\frac{M}{\nu - \nu_1 + i\gamma} - \frac{M}{\nu - \nu_2 + i\gamma}$$

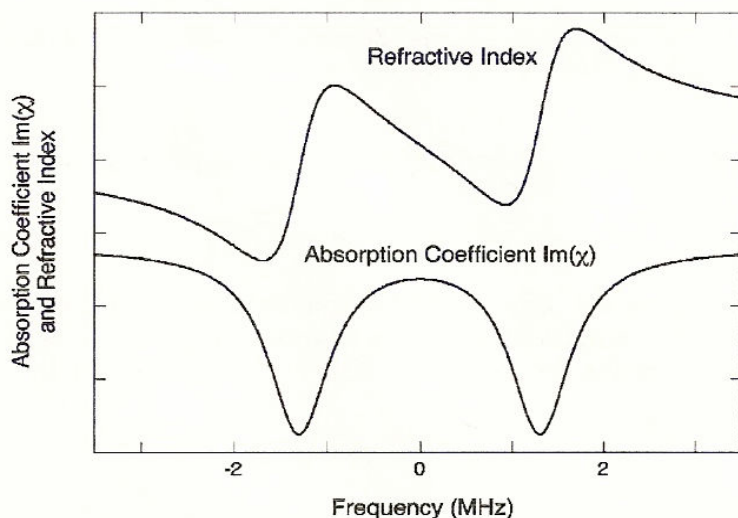
Για μια μικρή περιοχή συχνοτήτων στη ενδιάμεσα των δύο γραμμών απορρόφησης, εμφανίζεται μια απότομη ομαλή διασπορά, που έχει σαν αποτέλεσμα ultraslow group velocity. Από την άλλη μεριά, για γραμμές ενίσχυσης, έχουμε ένα oscillator strength $f = -1$ και συνεπώς ανάμεσα τους η διηλεκτρική σταθερά μπορεί να γραφτεί ως

$$\epsilon(\nu) = 1 + \chi(\nu) = 1 + \frac{M}{\nu - \nu_1 + i\gamma} - \frac{M}{\nu - \nu_2 + i\gamma}$$

Για ένα λεπτό αέριο μέσο παίρνουμε από την προηγούμενη εξίσωση τον δείκτη διάθλασης

$$\mathbf{n}(\nu) = \mathbf{n}'(\nu) + i\mathbf{n}''(\nu) = 1 + \chi(\nu) / 2$$

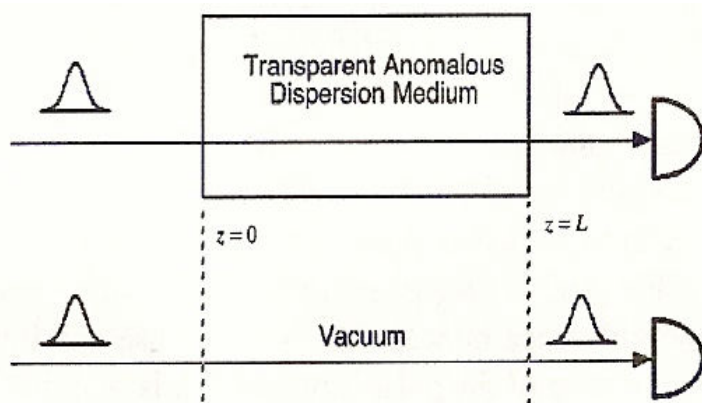
και το πραγματικό (δείκτης διάθλασης) και φανταστικό (συντελεστής απόσβεσης) του μέρος έχουν σχεδιαστεί στο σχήμα 3.



σχήμα 3

Είναι φανερό από το σχήμα 3 ότι μια απότομη ανώμαλη διασπορά εμφανίζεται χωρίς να υπόκειται σε μεγάλη απόσβεση. Επιπλέον με τη σωστή επιλογή των πειραματικών παραμέτρων, το απότομο “πέσιμο” του δείκτη διάθλασης σε σχέση με την συχνότητα μπορεί να γίνει σχεδόν γραμμικό. Τότε ένας παλμός με εύρος συχνοτήτων μέσα στην συγκεκριμένη περιοχή ανώμαλης διασποράς δεν θα υποστεί σχεδόν καμία αλλαγή στο σχήμα του καθώς διαδίδεται μέσα στο μέσο.

Τώρα θεωρούμε την διάδοση ενός παλμού τυχαίου σχήματος μέσα σε ένα διάφανο μέσο που παρουσιάζει ανώμαλη διασπορά, μήκους L όπως φαίνεται στο σχήμα 4.



σχήμα 4

Για ένα scalar παλμό που αναλύεται θετικά και αρνητικά μέρη συχνοτήτων,

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}^{(+)}(z,t) + \mathbf{E}^{(-)}(z,t)$$

έχουμε την ανάλυση του σε Fourier

$$\mathbf{E}^{(+)}(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega \mathbf{E}^{*(+)}(\omega) e^{-i(\omega t - kz)}$$

Στην είσοδο του μέσου, όπου έχουμε $z = 0$, μπορούμε να ξαναγράψουμε την παραπάνω έκφραση ως

$$\mathbf{E}^{(+)}(0, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i\omega_0 t} \int d\omega (\omega - \omega_0) \mathbf{E}^{*(+)}(\omega - \omega_0) \times e^{-i(\omega - \omega_0)t}$$

όπου ω_0 είναι η φέρουσα συχνότητα του παλμού. Μέσα στο μέσο που παρουσιάζει ανώμαλη διασπορά, εάν πάνω από το μικρό εύρος του παλμού $E^{*(+)}(\omega - \omega_0)$ η ενίσχυση είναι ουσιαστικά μονάδα τότε η διάδοση κυριαρχείται από το διάνυσμα κύματος $K(\omega)$. Χρησιμοποιώντας μια σειρά Taylor για το διάνυσμα κύματος $K(\omega)$ έχουμε

$$K(\omega) = K(\omega_0) + \frac{dK}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 K}{d\omega^2} \right)_{[\omega_0]} (\omega - \omega_0)^2 =$$

$$K(\omega_0) + \frac{1}{u_g}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 K}{d\omega^2} \right)_{[\omega_0]} (\omega - \omega_0)^2$$

Μη γραμμικοί οροί στην παραπάνω έκφραση συχνά σχετίζονται με την “διασπορά ταχύτητας ομάδας” ή με όρους chirping που δημιουργούν αλλοίωση στον παλμό. Όταν αυτοί οι μη γραμμικοί οροί είναι αμελητέοι η διασπορά είναι ουσιαστικά γραμμική και από τις προηγούμενες δύο εξισώσεις παίρνουμε

$$E^{(+)}(L, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-i(\omega_0 t - K_0 L)} \int d\omega (\omega - \omega_0) E^{*(+)}(\omega - \omega_0) \times e^{-i(\omega - \omega_0)(t - L/u_g)}$$

Όποτε η ένταση του παλμού σαν συνάρτηση του χρόνου, που έχει μετρηθεί με έναν ανιχνευτή όπως στο σχήμα 4, σχετίζεται με την χρονοεξαρτώμενη ένταση του συμβάντος του παλμού ως εξής

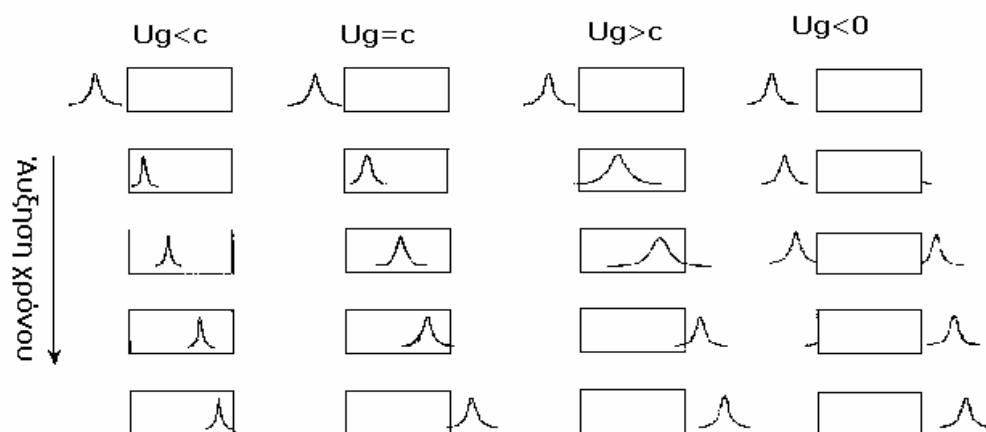
$$I(L, t) = \frac{\epsilon_0 c A}{2} [E^{(+)}(L, t)]^2 = \frac{\epsilon_0 c A}{2} [E(0, t - L/u_g)]^2 = I(0, t - L/u_g)$$

οπού A το εμβαδόν της δέσμης.

Κανονικά, σε ένα μέσο που παρουσιάζει ομαλή διασπορά, η ταχύτητα ομάδας είναι μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός ($u_g < c$). Οπότε η ένταση ενός παλμού στην έξοδο του μέσου που διαδίδεται, καθυστερεί σε χρόνο ίσο με L/u_g , που έχει σαν αποτέλεσμα η καθυστέρηση αυτή να είναι μεγαλύτερη από τον χαρακτηριστικό χρόνο κενού L/c . Σε διαφανή μέσα με ανώμαλη διασπορά, η ταχύτητα ομάδας $u_g = c/[n + vdn/dv]$ μπορεί να υπερβεί την ταχύτητα του φωτός και αν η ανώμαλη διασπορά είναι αρκετά μεγάλη τότε $n + vdn/dv < 1$. Σε αυτή την περίπτωση η ταχύτητα ομάδας γίνεται υπερφωτική $u_g > c$ που έχει σαν αποτέλεσμα ένα ‘υπερφωτικό χρόνο διάδοσης’ L/u_g που είναι μικρότερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο κενού L/c . Συνεπώς το χρονικό προφίλ του παλμού σε σχέση με την κανονική διάδοση στο κενό υστερεί κατά ένα παράγοντα που είναι μικρότερος από τον χαρακτηριστικό χρόνο κενού.

Επιπλέον όταν η διάφανη ανώμαλη διασπορά γίνει μεγαλύτερη τόσο ώστε $n + vdn/dv = 1$, ταχύτητα ομάδας $u_g = c/[n + vdn/dv]$ πλησιάζει το άπειρο, ώστε έχουμε $I(L, t) = I(0, t - L/u_g) = I(0, t)$. Σε αυτή την περίπτωση δεν υπάρχει καθυστέρηση στην διάδοση του παλμού που διαδίδεται μέσα στο μέσο μήκους L .

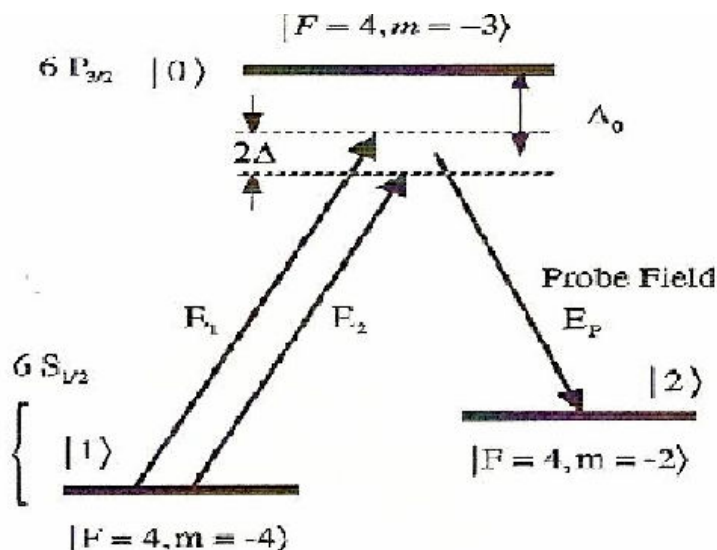
Τέλος όταν η ανώμαλη διασπορά γίνει πολύ απότομη, όπως αυτή που φαίνεται στο σχήμα 3, ο όρος διασποράς vdn/dv , ο οποίος είναι αρνητικός, γίνεται πολύ μεγάλος σε πλάτος τόσο ώστε $|vdn/dv| \gg 1$, που έχει σαν αποτέλεσμα μια αρνητική ταχύτητα διάδοσης $u_g = c/[n + vdn/dv] < 0$. Σε αυτή την περίπτωση θα έχουμε έναν ‘αρνητικό υπερφωτικό χρόνο διάδοσης’. Αυτό πρακτικά σημαίνει, μια που το σχήμα του παλμού δεν έχει αλλάξει, ότι ένα συγκεκριμένο κομμάτι του παλμού βγαίνει από το μέσο πριν το καν μπει!!!! Όλες οι παραπάνω περιπτώσεις φαίνονται στο σχήμα 5.



Σχήμα 5

. Ανώμαλη διασπορά χωρίς απώλειες.

Η αρχή της πειραματικής κατανόησης μια περιοχής ανώμαλης διασποράς και συνεπώς ενισχυτικής superluminality φαίνεται στο σχήμα 6.

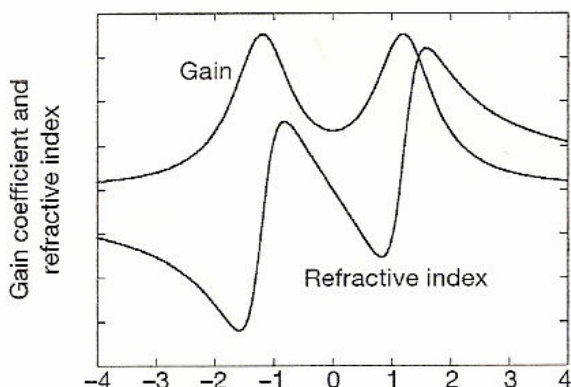


σχήμα 6

Σε ένα αέριο μέσο ατόμων καθένα από τα οποία έχει τρεις καταστάσεις : μια διεγερμένη $|0\rangle$ και δυο θεμελιώδης $|1\rangle$ και $|2\rangle$, προετοιμάζουμε ,με οπτική άντληση, πρώτα όλα τα άτομα να είναι στην θεμελιώδη κατάσταση $|1\rangle$. Χάρην απλότητας αγνοούμε αρχικά την διαταραχή(ανύψωση) Doppler και υποθέτουμε ότι όλα τα άτομα είναι εφηρευασμένα. Εφαρμόζουμε δύο ισχυρές συνεχείς(continuous-wave) δέσμες άντλησης (pump) Raman E_1 και E_2 που διαδίδονται μέσα στο μέσο. Οι συχνότητες των E_1 και E_2 , ν_1 και ν_2 , διαφέρουν μεταξύ τους κατά μια μικρή ποσότητα 2Δ και διαφέρουν και οι δύο από την ατομική συχνότητα μετάβασης ν_{01} ($|0\rangle$ στην $|1\rangle$) κατά μια μεγάλη ποσότητα Δ_0 . Μια και οι συχνότητες Rabi που σχετίζονται με τα πεδία E_1 και E_2 είναι μικρές σε σχέση με την Δ_0 , τα άτομα παραμένουν κυρίως στην κατάσταση $|1\rangle$. Όταν εισάγεται μια probe δέσμη E_p , μια μετάβαση Raman εμφανίζεται, κάνοντας το άτομο να απορροφήσει ένα φωτόνιο άντλησης Raman από τα πεδία E_1 και E_2 και να εκπέμψει ένα φωτόνιο στο πεδίο E_p καθώς μεταβαίνει από την $|1\rangle$ στην $|2\rangle$. Προφανώς υπάρχουν δύο συχνότητες για τις οποίες η ενίσχυση του probe πεδίου μεγιστοποιούνται. Η μέγιστη ενίσχυση εμφανίζεται όταν το probe πεδίο συντονίζεται με τις μεταβάσεις Raman που προκαλούνται από οποιοδήποτε από τα δύο πεδία. Η οπτική επιδεκτικότητα του probe πεδίου τότε μπορεί να γραφτεί ως

$$\chi(\nu) = \frac{M_1}{\nu - \nu_1 + i\gamma} + \frac{M_1}{\nu - \nu_2 + i\gamma}$$

όπου $M_{1,2} = \mu_{02}^2 \Omega_{12}^2 / 4\pi\epsilon_0 N$, μ_{02} η διπολική ροπή, Ω_{12} η οι συχνότητες Rabi των pump πεδίων Raman E_1 και E_2 και N η ατομική διαφορά πυκνότητας ανάμεσα στις καταστάσεις 1 και 2. Ο δείκτης διάθλασης και η σταθερά ενίσχυσης που βρέθηκε χρησιμοποιώντας την προηγούμενη εξίσωση φαίνεται στο σχήμα 7. Στην περιοχή ανάμεσα στις δύο γραμμές ενίσχυσης φαίνεται μια ανώμαλη διασπορά.

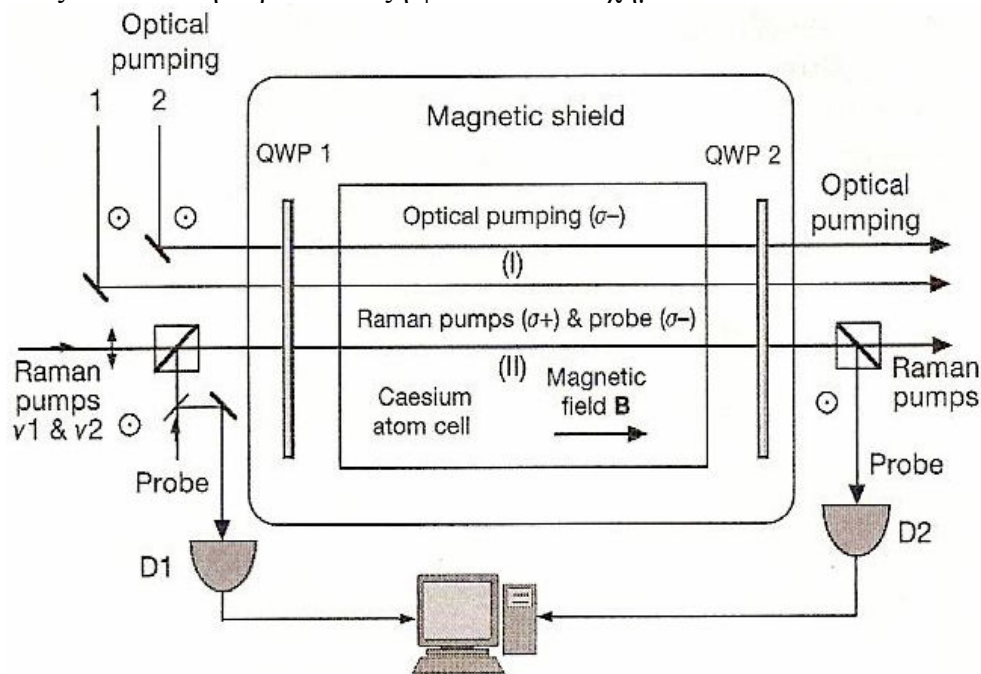


Σχήμα 7

Παρόλα αυτά πρέπει να πούμε πως η διαπλάτυνση Doppler παίζει κάποιο ρόλο χωρίς όμως να μεταβάλλει σημαντικά τα αποτελέσματα.

3. Πειραματική διαδικασία και αποτελέσματα

Το πείραμα πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας κελί ατμών που περιείχε ατομικό Κέσιο (Cs) στους 30° C και η κύρια διάταξη φαίνεται στο σχήμα 8.

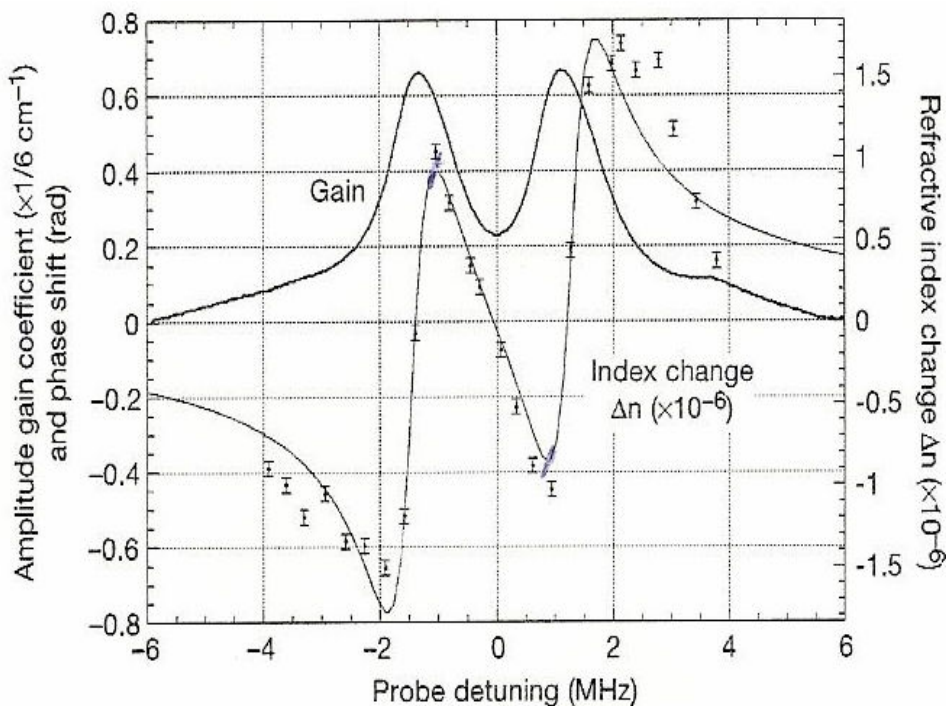


σχήμα 8

Τα άτομα του Κεσίου είναι περιορισμένα σε ένα κελί 6 cm κατασκευασμένο από γυαλί Pyrex επιστρωμένο με παραφίνη για το σκοπό του να κρατάει την πολικότητα του σπιν στην θεμελιώδη κατάσταση. Το ατομικό κελί τοποθετείται σε ένα μικρό (1.0 G) ομογενές μαγνητικό πεδίο που είναι παράλληλο με την κατεύθυνση διάδοσης. Στην περιοχή I, δύο δέσμες laser αντλούν οπτικά τα άτομα στην θεμελιώδη στάθμη, στο μαγνητικό υποπίεδο $|F=4, m = -4\rangle$ στην κατάσταση $|I\rangle$. Μια αριστερόστροφα πολωμένη δέσμη laser (σ^-) από ένα δυοδικό laser συντονίζεται στα 852 nm, στις D_2 μεταβάσεις για να αδειάσει την $6S_{1/2}F$ κατάσταση. Έπειτα ένα δεύτερο laser αντλεί οπτικά τα άτομα στην $|F=4, m = -4\rangle$ κατάσταση μέσω D_1 μετάβασης στις $6P_{1/2}$ καταστάσεις. Όταν τα άτομα συγκρούονται με τα επιστρωμένα με παραφίνη γυάλινα τοιχώματα αλλάζουν τις ταχύτητες τους μέσα στο προφίλ Doppler ενώ παραμένουν στην θεμελιώδη κατάσταση $|F=4, m = -4\rangle$ και συνεπώς η πλειοψηφία των ατόμων Κεσίου μέσα στο κελί προετοιμάζονται σε αυτή την κατάσταση.

Στην περιοχή II τρεις δέσμες από το ίδιο laser διέρχονται συγγραμμικά μέσα στο κελί. Δύο ισχυρές CW Raman pump δέσμες είναι δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένες (σ^+) και έχουν “ανέβει” σε συχνότητα 2.7 MHz χρησιμοποιώντας δύο ακουστικό-οπτικούς εναλακτές (acousto-optical modulators A/O). Μια τρίτη δέσμη, η probe δέσμη, είναι αριστερόστροφα πολωμένη και χρησιμοποιώντας έναν άλλο A/O μπορεί να μεταβάλλεται σε συχνότητα και να λειτουργεί είτε παλμικά είτε συνεχές.

Πρώτα λειτουργεί η Raman probe δέσμη σε CW μεταβλητής συχνότητας και μετράται ο δείκτης διάθλασης και η ενίσχυση σαν συνάρτηση της probe frequency detuning. Το σχήμα 9 δείχνει τον συντελεστή ενίσχυσης και τον δείκτη διάθλασης. Για να μετρήσουμε τον συντελεστή ενίσχυσης, μετράμε πρώτα την ένταση τις διερχόμενης probe δέσμης σαν συνάρτηση της συχνότητας και έπειτα βγάζουμε τον συντελεστή ενίσχυσης. Ο δείκτης διάθλασης μετράται χρησιμοποιώντας συμβολομετρία ραδιοσυχνότητων.

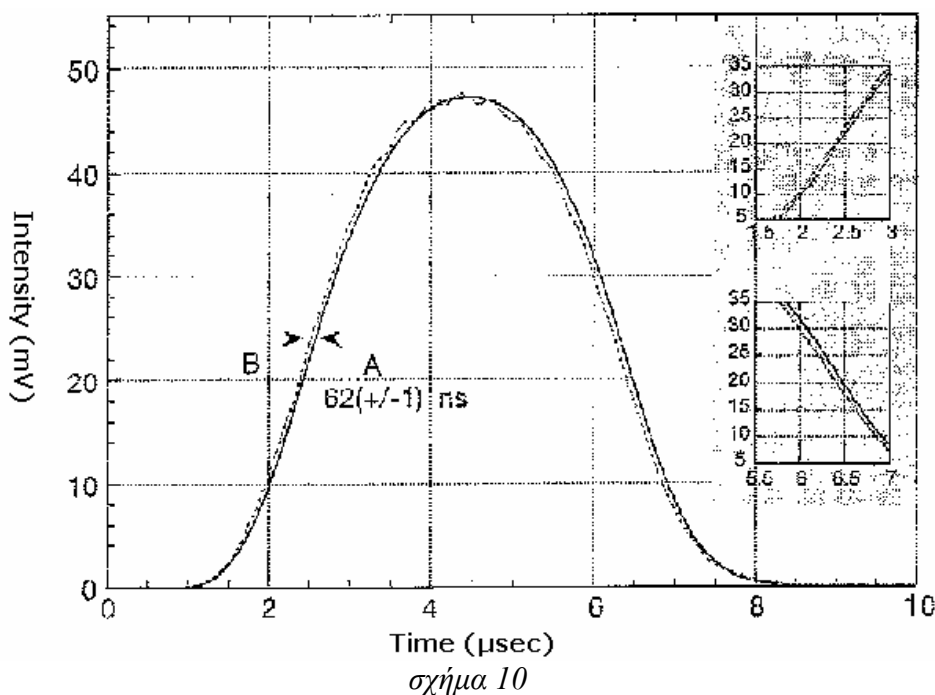


σχήμα 9

Από το σχήμα 9 βλέπουμε ότι μια αρνητική αλλαγή $\Delta n = 1.8 \times 10^{-6}$ στο δείκτη εμφανίζεται πάνω από μια μικρή περιοχή συχνοτήτων εύρους $\Delta\nu = 1.9$ MHz ανάμεσα στις δύο γραμμές. Χρησιμοποιώντας την έκφραση για τον δείκτη ταχύτητας ομάδας, παίρνουμε το αποτέλεσμα $n_g = -330(\pm 30)$ στο συγκεκριμένο κομμάτι συχνοτήτων. Το 10% σφάλμα έχει να κάνει με την ακρίβεια της μέτρησης.

Έπειτα μια παλμική probe δέσμη Raman χρησιμοποιείται για να παρατηρηθεί η υπερφωτική διάδοση. Ένας σχεδόν γκαουσιανός probe παλμός με 3.7 μs FWHM δημιουργείται με την βοήθεια του A/O modulator. Ένα ποσοστό του παλμού διαχωρίζεται χρησιμοποιώντας έναν beam splitter και ευθυγραμμίζεται πάνω σε μια φωτοδίοδο (D_1) σαν αναφορά. Μια πολύ υψηλής ακρίβειας φωτοδίοδος χρησιμοποιείται σαν ανιχνευτής (D_2) για να μετρήσει την δέσμη που διέρχεται μέσα από το ατομικό κελί. Το φωτοηλεκτρικό ρεύμα που παράγει ο ανιχνευτής D_2 μετατρέπεται σε σήμα τάσης και μετράται από έναν ψηφιακό παλμογράφο. Οι παλμοί από τον ανιχνευτή D_1 επίσης καταγράφονται.

Για να μετρήσουμε τον χρόνο διάδοσης του παλμού, συντονίζουμε πρώτα το διοδικό laser που παράγει τον rump Raman παλμό μακριά εκτός συχνότητας από τις 852 nm γραμμές του Κεσίου (2.5 GHz) για να μετρήσουμε την χρονοεξαρτώμενη ένταση του probe παλμού. Όταν το laser είναι εκτός συχνότητας, τα άτομα δεν έχουν καμία επίδραση και ο παλμός διαδίδεται με ταχύτητα C μέσα στο κελί. Μετά το laser συντονίζεται ξανά μέσα στο προφίλ απορρόφησης Doppler. Έπειτα καταγράφεται η χρονοεξαρτώμενη ένταση του probe παλμού από τον ανιχνευτή D_2 . Probe παλμοί εντός συχνότητας δείχνουν μια 40% transmittance και αυτό λόγω της απορρόφησης των ατόμων που βρίσκονται μακριά από την κατάσταση $|F=4, m=-4\rangle$. Είναι φανερό ότι δεν υπάρχει σχεδόν καμία αλλαγή στο σχήμα του παλμού. Χρησιμοποιώντας την μέθοδο των ελαχίστων τετράγωνων παίρνουμε ένα “προβάδισμα” $62(\pm 1)$ nsec. Συγκρινόμενο με τα 0,2 nsec, τον χρόνο που κάνει το φως να διασχίσει το κελί, το προβάδισμα των 62 nsec δίνει ένα δείκτη ταχύτητας ομάδας $n_g = 310(\pm 5)$. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 10.



4. Ζήτηση-Συμπεράσματα

Όπως έχει σημειωθεί από τον Lord Rayleigh, η ταχύτητα ομάδας ενός φωτεινού παλμού είναι το αποτέλεσμα συμβολής διαφόρων συχνοτήτων. Εδώ θα πρέπει να τονιστεί ότι η μετρούμενη αρνητική και υπερφωτική διάδοση ενός παλμού μέσα σε ένα διάφανο μέσο που παρουσιάζει ανώμαλη διασπορά οφείλεται στην φυσική επίδραση του rephasing. Ειδικότερα μέσα στο μέσο ένα κομμάτι του παλμού με μεγαλύτερο μήκος κύματος έχει μικρότερη φασική ταχύτητα από ότι στην περίπτωση ενός μέσου που παρουσιάζει ομαλή διασπορά. Αντίθετα ένα μικρότερο μήκος κύματος έχει μεγαλύτερη φασική ταχύτητα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μια ασυνήθιστη κατάσταση όπου οι φάσεις κομματιών με διαφορετικές συχνότητες του παλμού να ευθυγραμμίζονται στην έξοδο της επιφάνειας του μέσου νωρίτερα ακόμα και από την περίπτωση του ίδιου παλμού που διαδίδεται στην ίδια απόσταση στο κενό.

Η ασυνήθιστη αυτή κατάσταση δεν είχε προηγουμένως κατανοηθεί επειδή εμφανιζόταν μόνο στις γραμμές απορρόφησης. Στο πείραμα που περιγράφηκε δημιουργήθηκε ανώμαλη διασπορά σε διαφανές μέσο. Συνεπώς γίνεται δυνατόν να μιλάμε για την ενεργειακή ταχύτητα ενός παλμού. Μέχρι τώρα το φαινόμενο της υπερφωτικής διάδοσης παλμών αντιμετωπιζόταν σαν “virtual” rephasing. Στο παρελθόν τέτοιοι υπερφωτικοί παλμοί διάδοσης είχαν ευρέως θεωρηθεί σαν την ενίσχυση της μπροστινής άκρης του παλμού και της απορρόφησης της ουράς του, παρόλο που είχε επανειλημμένα δειχθεί ότι το rephasing είναι μια εικονική διαδικασία. Στο συγκεκριμένο πείραμα τα 2,4 μsec (FWHM) του probe παλμού έχει ένα εύρος μόνο 160 KHz το οποίο είναι πολύ μικρότερο από την απόσταση των δύο γραμμών ενίσχυσης (2,7 MHz). Συνεπώς ο probe παλμός δεν περιέχει κανένα φασματικό κομμάτι που να είναι σύμφωνο με τις γραμμές ενίσχυσης Raman για να ενισχυθεί. Για αυτό το λόγο το προηγούμενο επιχείρημα δεν ισχύει.

Μιλώντας αυστηρά η υπερφωτική διάδοση παλμών είναι αποτέλεσμα μόνο της περιοχής με ανώμαλη διασπορά που δημιουργήθηκε τοποθετώντας κοντά δύο γραμμές Raman. Με άλλα λόγια, οφείλεται σε μεγάλο βαθμό στην απότομη ανώμαλη αλλαγή του δείκτη διάθλασης παρά στην ενίσχυση. Πρέπει να τονιστεί ότι το φαινόμενο της υπερφωτικής διάδοσης παλμών είναι αποτέλεσμα της κυματικής φύσης του φωτός.

Τέλος πρέπει να τονιστεί ότι η ΥΔΠ δεν αντιβαίνει στην αιτιότητα ή την ειδική σχετικότητα. Μάλιστα η ίδια η ύπαρξη της ανώμαλης διασποράς χωρίς απώλειες είναι αποτέλεσμα των σχέσεων των Kramers-Kronig που βασίζονται στα αξιώματα της αιτιότητας στον Ηλεκτρομαγνητισμό. Η ταχύτητα του σήματος (όπως αυτή είχε προηγουμένως οριστεί) είναι αξιοσημείωτο ότι και αυτή υπερβαίνει το c . Έχει όμως προταθεί σαν ταχύτητα σήματος να ορίζεται η ταχύτητα ενός step-function σήματος που έχει δειχθεί ότι δεν ξεπερνάει το c .

Βιβλιογραφία :

1. Wang, L.J., Kuzmich, A., Dogariu, A., *Transparent anomalous dispersion and superluminal light-pulse propagation*. Physical review A, volume 63
2. Wang, L.J., Kuzmich, A., Dogariu, A., *Gain assisted superluminal light propagation*
Nature 406,277
3. David J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics*
4. Gauthier D, Stenner M *Superluminal light pulses, Subluminal information transmission*
Nature 425,665
5. R.Y Chiao, Physical review letters 66,1454
6. R.Y Ciao, in amazing Light, a volume dedicated to C.H Townes on his eighteen birthday p. 91.
7. Lord Rayleigh, Nature XXIV,382
8. L.Brillouin, *Wave propagation and group velocity*