



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ  
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ & ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

**ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΙ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΥΚΛΩΜΑΤΟΣ ΠΑΛΜΩΝ ΥΨΗΛΗΣ ΙΣΧΥΟΣ**

**ΓΙΑ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ LASER**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΓΕΩΡΓΑΚΟΠΟΥΛΟΣ Π. ΑΝΑΣΤΑΣΙΟΣ**

**Επιβλέπων:** Κωνσταντίνος Πολιτόπουλος

Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2013





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ  
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ & ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

**ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΙ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΥΚΛΩΜΑΤΟΣ ΠΑΛΜΩΝ ΥΨΗΛΗΣ ΙΣΧΥΟΣ**

**ΓΙΑ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ LASER**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΑΝΑΣΤΑΣΙΟΣ Π. ΓΕΩΡΓΑΚΟΠΟΥΛΟΣ**

**Επιβλέπων:** Κωνσταντίνος Πολιτόπουλος

Επίκουρος Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 15<sup>η</sup> Ιουλίου 2013

.....  
Κ. Πολιτόπουλος  
Επ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Δ. Γίόβα  
Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

.....  
Η. Κουκούτσης  
Επ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2013

.....  
Αναστάσιος Π. Γεωργακόπουλος

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Αναστάσιος Π. Γεωργακόπουλος, 2013

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.



# ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σκοπός της διπλωματικής αυτής εργασίας είναι η σχεδίαση και κατασκευή γεννήτριας στενών παλμών υψηλού ρεύματος για την τροφοδοσία διοδικού laser. Το κύκλωμα αυτό μπορεί να αξιοποιηθεί για την ανίχνευση καρκινικών κυττάρων σε ασθενείς. Η ανίχνευση αυτή βασίζεται στο φαινόμενο του φθορισμού. Υπάρχουν ήδη μέθοδοι ανίχνευσης που βασίζονται σε αυτό το φαινόμενο. Το καινούργιο στοιχείο που μπαίνει είναι η μελέτη της χρονικής μεταβολής της απόκρισης της φθορίζουσας ουσίας μέσα στο σκεδάζον υλικό (που στην προκειμένη περίπτωση είναι βιολογικοί ιστοί), μετά την ακτινοβολήση του καρκινικού ιστού. Η μελέτη της χρονικής μεταβολής του φθορισμού και η πληροφορία που μπορούμε να πάρουμε από αυτήν, μπορεί να αξιοποιηθεί για υπολογισμό με μεγαλύτερη ακρίβεια της θέσης και του βάθους του καρκινικού ιστού. Η φθορίζουσα ουσία στην οποία αναφερόμαστε είναι ένας φωτοευαίσθητοποιητής, με συγκεκριμένες ιδιότητες, ο οποίος με την είσοδό του στον οργανισμό, κατακρατείται μόνο από τα καρκινικά κύτταρα, και στην συνέχεια αφού ακτινοβοληθεί, μπορεί να μελετηθεί το φθορισμός του για να γίνει ο εντοπισμός.

Για να μπορέσουμε να μελετήσουμε την χρονική μεταβολή του φαινομένου του φθορισμού η ιδέα είναι η κατασκευή κυκλώματος τέτοιου που να οδηγεί το laser, παράγοντας πολύ στενούς παλμούς, μεγάλης έντασης (0,5A με 2,5A) ενώ κάθε παλμός παράγεται περίπου κάθε 50μs. Η παρούσα εργασία λοιπόν εστιάζει στο πώς θα κατασκευαστεί αυτό το κύκλωμα, ποια είναι τα προβλήματα που παρουσιάζονται και πώς μπορούν να αντιμετωπιστούν.

Λέξεις κλειδιά: Κύκλωμα, Σχεδιασμός κυκλώματος, Φθορισμός, παλμοί ισχύος, παλμοί ρεύματος, Laser, Βιοϊατρικές εφαρμογές, Οδήγηση Laser, Κύκλωμα οδήγησης, ανίχνευση, καρκινικά κύτταρα, χρονική πληροφορία, στενός παλμός, διοδικό laser

# ABSTRACT

The purpose of this thesis is to design and construct a narrow pulse, high power current source supply for diode laser. This circuit can be used to detect cancer cells in patients. This detection is based on the fluorescence phenomenon. There are already detection methods based on this phenomenon. The novelty is the study of time variation of the response of the fluorescent substance inside the scattered material (which in this case is biological tissues), after irradiation of the tumor tissue. The study of the temporal change of fluorescence and the information we can get from it can be used to calculate more accurately the location and depth of tumor tissue. The fluorescent substance to which we refer is a photosensitizer, with specific properties, which upon entering the body is retained only by cancer cells, and then after irradiated, its fluorescence can be studied to make the identification.

In order to study the time course of the fluorescence phenomenon, the idea is the construction of a circuit to drive the laser, producing very narrow current pulses (0.5 to 2.5A), one every 50us. This thesis therefore focuses on how to build this circuit what problems are encountered and how they can be addressed.

Keywords: Circuit, Fluorescence, power pulses, current pulses, Laser, cancer cells, Laser driver, detection, time course, narrow pulse, Diode laser





## Πίνακας περιεχομένων

<b>ΠΕΡΙΛΗΨΗ</b> .....	<b>6</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>7</b>
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Μελέτη φθορισμού</b> .....	<b>11</b>
1.1 Εισαγωγικά .....	11
1.2 Φωταύγεια .....	11
1.3 Απορρόφηση – Εκπομπή Ενέργειας .....	11
1.4 Χορήγηση φωτοευαισθητοποιητή στα καρκινικά κύτταρα για εντοπισμό ...	15
1.4.1 Για τα καρκινικά κύτταρα .....	15
1.4.2 Ακτινοβολήση καρκινικών κυττάρων .....	15
1.4.3 Για τους φωτοευαισθητοποιητές .....	16
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Λειτουργία Laser</b> .....	<b>17</b>
2.1 Εισαγωγικά .....	17
2.2 Διαγράμματα άντλησης .....	20
2.3 Για τα διοδικά laser .....	21
2.4 Χρήση laser για την ανίχνευση καρκινικών κυττάρων .....	22
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Κατασκευή του κυκλώματος</b> .....	<b>23</b>
3.1 Αρχικά προβλήματα .....	23
3.2 Σχετικά με την τροφοδοσία της διόδου Laser με 2A .....	24
3.3 Εξάρτηση διόδου laser από θερμοκρασία .....	24
3.4 Διάγραμμα κυκλώματος .....	29
3.5 Τροφοδοσία διόδου laser με ρεύμα 200mA .....	31
3.5.1 Λειτουργία Schmitt Trigger .....	31
3.5.2 Κατασκευή στενού παλμού τάσης με χρήση Schmitt Trigger Inverter. ...	33
3.5.3 Παραγωγή ρεύματος 200mA .....	36
3.5.3.1 Λειτουργία nmos τρανζίστορ .....	36
3.5.4 Ποτενσιόμετρο για υψηλές συχνότητες .....	38
3.6 Κατασκευή της πηγής ρεύματος παλμού 2A .....	40
3.6.1 Κατασκευή στενού παλμού τάσης .....	41
3.6.2 Μείωση χρονικής διάρκειας παλμού τάσης .....	42
3.6.3 Μοντέλο και λειτουργία power nmos στην μεταβατική περίοδο .....	46
3.6.4 Κύκλωμα Οδήγησης του nmos .....	51
3.6.5 Πλεονεκτήματα του κυκλώματος με ανάδραση της εξόδου στην είσοδο	55
3.7 Τελική μορφή κυκλώματος προσομοίωσης .....	60
3.8 Κατασκευή πλακέτας .....	63
3.9 Μετρήσεις πάνω στην πλακέτα .....	67
<b>Βιβλιογραφία</b> .....	<b>69</b>



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Μελέτη φθορισμού

## 1.1 Εισαγωγικά

Ο φθορισμός είναι το φαινόμενο που θέλουμε να μελετήσουμε με τον σχεδιασμό του κυκλώματος οδήγησης του laser, γι' αυτό αρχικά γίνεται μια μικρή αναφορά στο φαινόμενο αυτό, τους φωτοευαισθητοποιητές και πώς αυτοί αξιοποιούνται για βιοϊατρικές εφαρμογές.

## 1.2 Φωταύγεια

Η εκπομπή φωτός από ένα σώμα, η οποία δεν οφείλεται στην υψηλή του θερμοκρασία λέγεται φωταύγεια. Το φαινόμενο της φωταύγειας είναι αυτό που παρατηρείται στα διάφορα σώματα όταν εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία και μπορεί να προκληθεί με διαφορετικούς τρόπους. Με έκθεση του σώματος σε υπεριώδη, ορατή, υπέρυθη ακτινοβολία (φωτοφωταύγεια), σε ακτίνες α και β (ραδιοφωταύγεια), με την τριβή (τριβοφωταύγεια), ως αποτέλεσμα μιας χημικής ή βιοχημικής αντίδρασης (χημифωταύγεια, βιοφωταύγεια). Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις προσφέρεται ενέργεια σε ηλεκτρόνια των ατόμων της ουσίας, η οποία προκαλεί την διέγερσή τους. Ακολούθως αυτά αποδιεγείρονται επανεκπέμποντας την ενέργεια που είχαν απορροφήσει με την μορφή φωτονίων, δηλαδή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Εμείς θα ασχοληθούμε με την φωτοφωταύγεια και πιο συγκεκριμένα με το φαινόμενο του φθορισμού.

## 1.3 Απορρόφηση – Εκπομπή Ενέργειας

Η απορρόφηση της ενέργειας, που γίνεται με μορφή φωτονίων, είναι κβαντισμένη. Η ενέργεια που έχει το φωτόνιο δίνεται από την σχέση:

$$E = hf \quad (1.3.1)$$

όπου  $h$  είναι η σταθερά του Planck και έχει τιμή  $6,62 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$ .

Κάθε μόριο κατέχει μια σειρά ενεργειακών σταθμών και μπορεί να μεταβεί από μια χαμηλότερη σε μια υψηλότερη στάθμη με απορρόφηση ενός φωτονίου ενέργειας ίσης με την διαφορά των δύο ενεργειακών επιπέδων. Έτσι η συχνότητα του φωτονίου αυτού θα πρέπει να είναι τουλάχιστον:

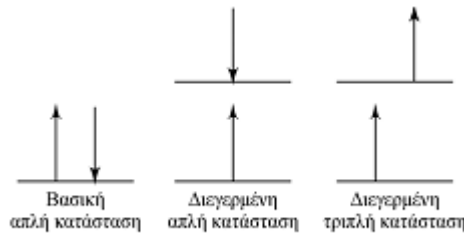
$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.3.2)$$

Ακόμα σε κάθε ενεργειακή στάθμη αντιστοιχεί ένα πλήθος δονητικών επιπέδων του μορίου. Η διαφορά μεταξύ μονήρους και τριπλής διεγερμένης κατάστασης σχετίζεται με το συνολικό spin των ηλεκτρονίων της στάθμης. Σε ένα πολυατομικό μόριο, η βασική κατάσταση καταλαμβάνεται από άρτιο πλήθος ηλεκτρονίων που συνδυάζονται σε ζεύγη με αντιπαράλληλα spin. Η πολλαπλότητα ( $M$ ) μιας στάθμης, που εκφράζει την τροχιακή στροφορμή, σχετίζεται με το συνολικό spin της στάθμης ( $S$ ) μέσω της σχέσης:

$$M = 2S + 1 \quad (1.3.3)$$

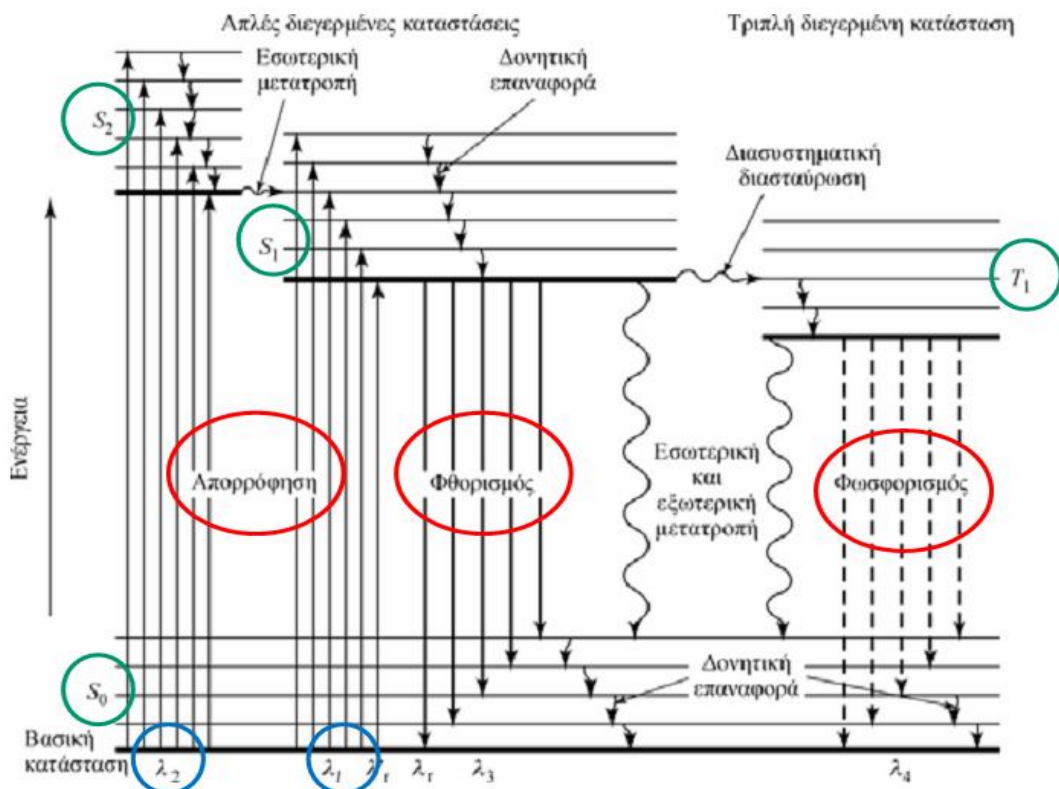
Έτσι στην περίπτωση ζευγών ηλεκτρονίων με αντιπαράλληλα spin, το συνολικό spin είναι ίσο με μηδέν ( $S=0$ ) και η πολλαπλότητα ισούται με τη μονάδα ( $M=1$ ). Μια τέτοια κατάσταση ονομάζεται μονήρης ηλεκτρονιακή στάθμη. Όταν το spin ενός ηλεκτρονίου αντιστραφεί, τότε στην κατάσταση αυτή υπάρχουν δύο ασύζευκτα ηλεκτρόνια με παράλληλα spin και ολικό spin  $S=1$  και πολλαπλότητα στάθμης  $M=3$ . Μια τέτοια ηλεκτρονιακή στάθμη καλείται τριπλή.

Όταν ένα από τα συζευγμένα ηλεκτρόνια ενός μορίου διεγείρεται σε υψηλότερα ενεργειακά επίπεδα καταλαμβάνει μια απλή ή μια τριπλή κατάσταση. Στην διεγερμένη απλή κατάσταση το ενεργειακά ανυψωμένο ηλεκτρόνιο εξακολουθεί να αποτελεί ζεύγος με το ηλεκτρόνιο της βασικής κατάστασης ως προς τα spin τους, ενώ στην τριπλή τα spin γίνονται παράλληλα.



Σχήμα 1.3-1

Η περιγραφή των διαδικασιών απορρόφησης και εκπομπής ενός φωτονίου, καθώς και όλων των διαδικασιών που μεσολαβούν, γίνεται με το διάγραμμα Jablonski. Το διάγραμμα αυτό χρησιμοποιείται για την μελέτη της απορρόφησης και της εκπομπής του φωτός, για την απεικόνιση όλων των διαδικασιών που αυτή γίνεται στα μόρια. Ονομάστηκε έτσι προς τιμή του Alexander Jablonski, που ήταν από τους πρώτους που ασχολήθηκαν με τη φασματοσκοπία φθορισμού. Στο Σχήμα 1.3-2 φαίνεται το διάγραμμα Jablonski.



Σχήμα 1.3-2

Οι μεταβάσεις μεταξύ των καταστάσεων, που φαίνονται και στο Σχήμα 1.3-2 με κάθετες γραμμές, υποδηλώνουν την απορρόφηση ή εκπομπή φωτονίου και γίνονται σε χρονικό διάστημα της τάξης των  $10^{-15}$ sec, χρονικό διάστημα αρκετά μικρό για να μεσολαβήσει οποιαδήποτε μετακίνηση μορίων.

Όταν το ηλεκτρόνιο απορροφά ένα φωτόνιο, μπορεί να μεταβεί στην πρώτη ή στη δεύτερη διεγερμένη ηλεκτρονιακή κατάσταση ανάλογα με την ενέργεια του φωτονίου. Η διαδικασία αυτή είναι πολύ εξειδικευμένη και ακτινοβολία συγκεκριμένης ενέργειας απορροφάται από χαρακτηριστικές μοριακές δομές, και το ηλεκτρόνιο μεταβαίνει από τη βασική στη μονήρη διεγερμένη στάθμη. Κατά την διάρκεια παραμονής του μορίου στη διεγερμένη κατάσταση, η πλεονάζουσα ενέργεια σε σχέση με την ενέργεια του χαμηλότερου δονητικού επιπέδου της στάθμης, διοχετεύεται μέσω συγκρούσεων σε άλλα μόρια. Με την διαδικασία αυτή το μόριο καταλαμβάνει το χαμηλότερο δονητικό επίπεδο της διεγερμένης μονήρους στάθμης.

Στη συνέχεια το ηλεκτρόνιο επιστρέφει στη βασική κατάσταση με τους ακόλουθους μηχανισμούς αποδιέγερσης:

- **Εσωτερική μετατροπή**

Το ηλεκτρόνιο σε αυτή τη περίπτωση από τη διεγερμένη κατάσταση μεταπηδά σε ένα κοντινό δονητικό επίπεδο της βασικής ενεργειακής κατάστασης. Η ενέργεια χάνεται χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας μέσω δονητικής αποδιέγερσης.

- **Εσωτερική μετάπτωση από την S στην T**

Το ηλεκτρόνιο σε αυτή τη περίπτωση μεταβαίνει αν είναι ενεργειακά δυνατό από τη μονήρη S στην πρώτη διεγερμένη τριπλή στάθμη T. Αυτό βέβαια προϋποθέτει και αλλαγή του spin του ηλεκτρονίου. Στη συνέχεια, το μόριο μπορεί να επανέλθει άμεσα στη βασική κατάσταση. Η άμεση επιστροφή στην βασική κατάσταση μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας ή με εκπομπή ακτινοβολίας, οπότε έχουμε το φαινόμενο του φωσφορισμού. Η πιθανότητα αντίστροφης μετάβασης από τη διεγερμένη τριπλή στη διεγερμένη μονήρη στάθμη είναι μικρή. Η διεγερμένη τριπλή στάθμη είναι συνήθως μεγάλης διάρκειας ζωής (από msec ως λεπτά). Επίσης η σχετικά μεγάλη παραμονή των μορίων σε αυτή την κατάσταση τα καθιστά πιο επιρρεπή σε διαδικασίες αποδιέγερσης χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας.

- **Μεταφορά ενέργειας μέσω κρούσεων**

Αν το διεγερμένο μόριο συγκρουστεί με άλλο μόριο, που βρίσκεται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο, τότε η ενέργεια μπορεί να μεταφερθεί σε αυτό το μόριο χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως απόσβεση φθορισμού.

- **Μεταφορά ενέργειας μέσω συντονισμού**

Η ενέργεια αυτή μπορεί να μεταφερθεί σε άλλο μόριο χωρίς επαφή μέσω μιας σύζευξης διπόλου-διπόλου ανάμεσα στα μόρια. Αν και αυτή η σύζευξη μειώνεται ανάλογα με την έκτη δύναμη της απόστασης ανάμεσα στα μόρια, ικανοποιητική μεταφορά ενέργειας μπορεί να επιτευχθεί στα βιολογικά

συστήματα για πολύ μικρές αποστάσεις βέβαια. Το μόριο που δέχεται την ενέργεια, πρέπει να έχει και μια κατάλληλη ενεργειακή δομή. Το φαινόμενο αυτό είναι μια παραλλαγή της απόσβεσης φθορισμού.

- **Φωτοχημική αντίδραση**

Η ενέργεια μπορεί να επάγει μια χημική αντίδραση, δηλαδή τη δημιουργία ενός νέου είδους μορίου. Η ενέργεια καταναλώνεται κατά τη δημιουργία αυτών των ενώσεων, που έχουν διαφορετικές ιδιότητες φθορισμού από τις αρχικές.

- **Εκπομπή φθορισμού**

Το ηλεκτρόνιο σε αυτή τη περίπτωση μεταβαίνει σε ένα διεγερμένο δονητικό επίπεδο στη βασική ηλεκτρονιακή κατάσταση, με εκπομπή ενός φωτονίου. Η ενέργεια του φωτονίου και άρα το μήκος κύματος της ακτινοβολίας, καθορίζεται από την ενεργειακή διαφορά μεταξύ της διεγερμένης και του δονητικού επιπέδου της βασικής ηλεκτρονιακής κατάστασης. Η διάρκεια ζωής του φθορισμού είναι της τάξης των nsec. Κατόπιν μέσω απόσβεσης και χωρίς εκπομπή ακτινοβολίας, το μόριο επιστρέφει στο χαμηλότερο δονητικό επίπεδο της βασικής κατάστασης. Εξαιτίας της απώλειας ενέργειας κατά την παραμονή του μορίου στη διεγερμένη κατάσταση η εκπεμπόμενη ενέργεια (φθορισμός) είναι μεγαλύτερου μήκους κύματος σε σχέση με την απορροφηθείσα ενέργεια. Το φάσμα φθορισμού (η κατανομή της έντασης της ακτινοβολίας φθορισμού για κάθε μήκος κύματος), εκφράζει τις διαφορετικές πιθανές μεταβάσεις από την μονήρη διεγερμένη κατάσταση στα διάφορα δονητικά επίπεδα της βασικής ηλεκτρονιακής κατάστασης. Η σχετική πιθανότητα να συμβεί κάποια από τις πιθανές διαδρομές διαφέρει από μόριο σε μόριο και εξαρτάται, όχι μόνο από τη δομή του, αλλά και από το τοπικό του περιβάλλον.

Στον Πίνακα 1.3-1 παρουσιάζονται οι χρόνοι ζωής των παραπάνω μηχανισμών:

Διαδικασία	Χρόνος Ζωής (sec)
Απορρόφηση	$10^{-15}$
Δονητική αποδιέγερση	$10^{-12}$
Φθορισμός (Χρόνος ζωής στην $S_1$ )	$10^{-10} - 10^{-6}$
Εσωτερική μετάπτωση ( $S \rightarrow T$ )	$10^{-4} - 10^{-12}$
Εσωτερική μετατροπή	$10^{-6} - 10^{-12}$
Φωσφορισμός (Χρόνος ζωής στην $T_1$ )	$10^{-4} - 10^2$

Πίνακας 1.4.1-1

## 1.4 Χορήγηση φωτοευαισθητοποιητή στα καρκινικά κύτταρα για εντοπισμό

### 1.4.1 Για τα καρκινικά κύτταρα

Παρόλο που τα κύτταρα του ανθρώπινου οργανισμού, που ποικίλουν ως προς τη μορφή και τις λειτουργίες τις οποίες επιτελούν, έχουν ως κοινό χαρακτηριστικό την ύπαρξη συγκεκριμένων κυτταρικών λειτουργιών οι οποίες είναι υπεύθυνες για την επιδιόρθωση και αναπαραγωγή τους. Υπό φυσιολογικές συνθήκες λοιπόν, τόσο η αναπαραγωγή όσο και ο θάνατος ενός κυττάρου θα συμβούν σε προκαθορισμένα από αυτές τις κυτταρικές λειτουργίες χρονικά διαστήματα. Αν για κάποιο λόγο η διαδικασία αυτή τεθεί εκτός ελέγχου τότε η διαίρεση μπορεί να εξακολουθήσει ανεξέλεγκτα, οδηγώντας σε συναθροίσεις κυττάρων, οι οποίες ονομάζονται όγκοι. Στο σύμπλεγμα αυτών των ασθενειών, (περισσότερα από 200 διαφορετικά είδη), των προσβεβλημένων κυττάρων οι οποίες χαρακτηρίζονται από ανεξέλεγκτο πολλαπλασιασμό και ανοργάνωτη ανάπτυξη, έχει αποδοθεί ο όρος καρκίνος.

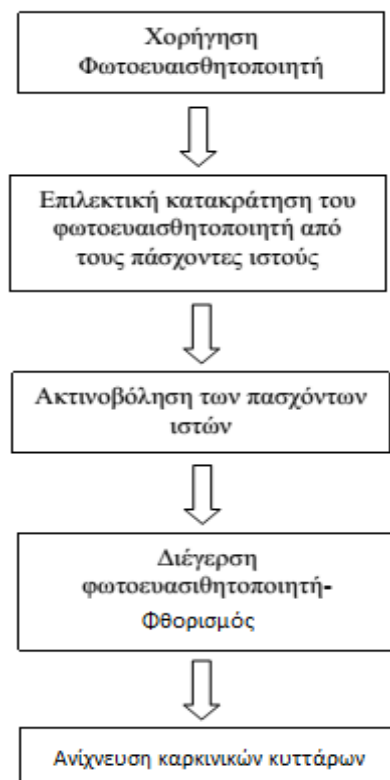
Αρχικά η ύπαρξη ενός καρκινικού όγκου μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα στη λειτουργία των γειτονικών φυσιολογικών ιστών, λόγω της πίεσης που συνεπάγεται η αύξηση του μεγέθους του. Σε μεταγενέστερα στάδια τα καρκινικά κύτταρα μπορεί να διεισδύσουν μέσα στους υγιείς ιστούς καταστρέφοντάς τους, πιθανώς στην προσπάθειά τους να βρεθούν κοντά στο κυκλοφορικό σύστημα. Μετακίνηση των καρκινικών κυττάρων μπορεί επίσης να συμβεί και μέσω του κυκλοφορικού συστήματος. Τα κύτταρα με αυτόν τον τρόπο θα φτάσουν σε ένα απομακρυσμένο σημείο, σε σχέση με αυτό που βρίσκεται ο αρχικός όγκος, όπου θα συνεχίσουν να πολλαπλασιάζονται ανεξέλεγκτα δημιουργώντας ένα δευτερογενή όγκο (μετάσταση).

### 1.4.2 Ακτινοβόληση καρκινικών κυττάρων

Για να γίνει δυνατός ο εντοπισμός των καρκινικών κυττάρων μέσω ακτινοβόλησης θα πρέπει πρώτα να έχει χορηγηθεί στον ασθενή μια φωτοευαισθητοποιός ουσία, η οποία κατακρατείται επιλεκτικά από τους καρκινικούς ιστούς (φωτοευαισθητοποιητής).

Πιο συγκεκριμένα αφού χορηγηθεί ο ασθενής με συγκεκριμένη ποσότητα φωτοευαισθητοποιητή, μετά από ένα ορισμένο χρονικό διάστημα που ορίζεται από το πρωτόκολλο, η συγκέντρωσή του γίνεται μέγιστη στα καρκινικά κύτταρα.

Συνοπτικά τα κυριότερα στάδια που ακολουθούνται για την ανίχνευση, μπορούν να αποδοθούν στο διπλανό μπλοκ διάγραμμα:



Σχήμα 1.4-1

### 1.4.3 Για τους φωτοευαισθητοποιητές

Κατ' αρχάς χρωμοφόρα λέγονται τα μόρια τα οποία απορροφούν κάποια μήκη κύματος του ορατού φωτός, γεγονός που έχει ως αποτέλεσμα να θεωρούμε ότι είναι έγχρωμα συστατικά. Πολλές φορές αυτός ο ορισμός επεκτείνεται για την UV και IR ακτινοβολία. Σε ένα βιολογικό ιστό επίσης, τα μήκη κύματος στα οποία απορροφά ισχυρά το νερό δε συμπίπτουν με την περιοχή του ορατού. Το «οπτικό παράθυρο των ιστών» βρίσκεται μεταξύ 630nm και 1300nm. Σε αυτά τα μήκη κύματος δηλαδή, η απορρόφηση από τα συστατικά του αίματος είναι πολύ μικρή και το βάθος διείσδυσης προσεγγίζει τις μέγιστες τιμές του. Μάλιστα όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος κύματος τόσο μεγαλύτερο είναι και το βάθος διείσδυσης.

Τα κύρια χαρακτηριστικά που πρέπει να πληροί μία ένωση προκειμένου να χρησιμοποιηθεί ως φωτοευαισθητοποιητής είναι τα ακόλουθα:

- Να παρουσιάζει μεγάλη επιλεκτικότητα ως προς τα καρκινικά κύτταρα. Αυτό σημαίνει ότι πρέπει να απορροφάται σε πολύ μεγάλα ποσοστά από τα καρκινικά κύτταρα και σε πολύ μικρά ποσοστά από τα υγιή. Οι αναλογίες αυτές κυμαίνονται από 3:1 για τις παλιότερες γενιές ευαισθητοποιητών ως 30:1 για τους πιο σύγχρονους φωτοευαισθητοποιητές.
- Να μην είναι τοξική. Ο φωτοευαισθητοποιητής δεν πρέπει να είναι τοξικός για τα κύτταρα, απουσία ακτινοβολίας. Σε διαφορετική περίπτωση, θα προκαλούσε βλάβες και σε υγιείς ιστούς αφού όπως αναφέρθηκε απορροφάται και από υγιή κύτταρα αν και σε μικρά ποσοστά.
- Να είναι καθαρή ένωση και όχι μίγμα, ώστε να έχουμε σαφή γνώση του φάσματος απορρόφησης και των ιδιοτήτων της, αλλά και να μπορούμε να εκμεταλλευτούμε στο μέγιστο βαθμό την ενέργεια που προσφέρουμε μέσω ακτινοβολίας.
- Να παρουσιάζει μέγιστο απορρόφησης μεταξύ 600-1100nm γιατί, πρώτον, σε αυτό το μήκος κύματος, η ενέργεια των φωτονίων είναι αρκετά μεγάλη ώστε να μπορεί να διεγείρει ικανοποιητικά τα μόρια του φωτοευαισθητοποιητή και δεύτερον, γιατί σε αυτήν την περιοχή μηκών κύματος το βάθος διείσδυσης της ακτινοβολίας είναι αρκετά μεγάλο.
- Τέλος πρέπει να παρουσιάζει χαμηλή απορρόφηση μεταξύ 300-600nm, όπου εμφανίζεται η μέγιστη ένταση της ηλιακής ακτινοβολίας. Το αντίθετο συνεπάγεται βλάβες στους υγιείς ιστούς, στους οποίους ο φωτοευαισθητοποιητής έχει παραμείνει μετά τον εντοπισμό όταν ο ασθενής εκτεθεί σε ηλιακή ακτινοβολία.

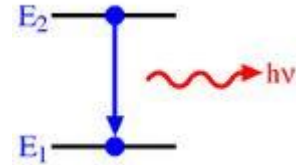
Η ακτινοβόληση της παραπάνω ουσίας γίνεται με laser κυρίως επειδή έχουν την ιδιότητα της μονοχρωματικότητας, που εξασφαλίζει την μέγιστη δυνατή διέγερση του φωτοευαισθητοποιητή, αφού η εκπνευόμενη ενέργεια περιορίζεται στην περιοχή μήκους κύματος που αυτός παρουσιάζει μέγιστη απορρόφηση.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Λειτουργία Laser

### 2.1 Εισαγωγικά

Ας θεωρήσουμε αρχικά δύο ενεργειακές στάθμες 1 και 2, ενός υλικού με ενέργειες  $E_1$  και  $E_2$  αντίστοιχα, με  $E_1 < E_2$ . Αν επιπλέον θεωρήσουμε ότι η στάθμη 1 αποτελεί την βασική στάθμη και το άτομο βρίσκεται στη στάθμη 2, τότε το άτομο τείνει να εκπέσει στην κατάσταση 1 που είναι ενεργειακά χαμηλότερη. Αν η παραπάνω ενέργεια αυτή, απελευθερώνεται με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, η διαδικασία λέγεται Αυθόρμητη Εκπομπή και η συχνότητα του εκπεμπόμενου κύματος όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα δίνεται από τον τύπο:



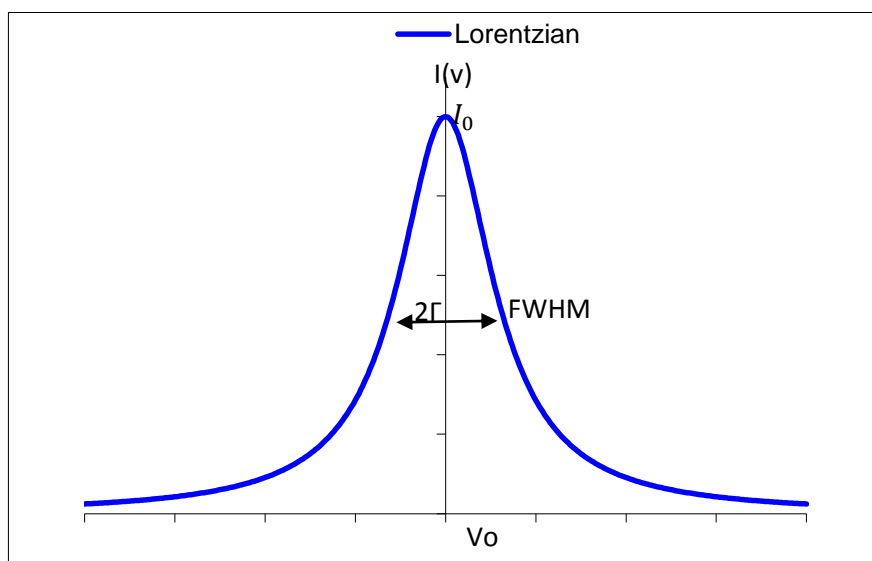
$$\nu_{12} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (2.1.1)$$

Το γεγονός και μόνο ότι το άτομο μπορεί να αποδιεγερθεί από την κατάσταση 2 στην κατάσταση 1 προσδίδει στην διεγερμένη κατάσταση έναν πεπερασμένο χρόνο ζωής  $\tau$ . Κατά συνέπεια, σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg ισχύει:

$$\Delta E \cong \frac{\hbar}{\Delta t} \quad (2.1.2)$$

Υπάρχει δηλαδή αβεβαιότητα στην ενέργεια της διεγερμένης κατάστασης και συνεπώς προκύπτει μια Lorentzian κατανομή έντασης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας με μέγιστο στην συχνότητα συντονισμού που είναι η  $\nu_{12}$  που αναφέραμε πιο πάνω. Το μισό του FWHM (Full Width at Half Maximum) της κατανομής αυτής, που το συμβολίζουμε με  $\Gamma$ , είναι το φυσικό πλάτος της ατομικής μετάπτωσης και είναι αντιστρόφως ανάλογο του χρόνου ζωής  $\tau$ . Δηλαδή:

$$\Gamma = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.1.3)$$

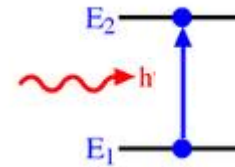


Σχήμα 2.1-1

Αν υποθεθεί ότι τη χρονική στιγμή  $t$  υπάρχουν  $N_2$  άτομα ανά μονάδα όγκου στη στάθμη 2, ο ρυθμός αποδιέγερσης αυτών των ατόμων είναι ανάλογος με το  $N_2$  και είναι:

$$\frac{dN_2}{dt} = -2\pi\Gamma N_2 \quad (2.1.4)$$

Αν τώρα στην παραπάνω λογική των δύο σταθμών θεωρήσουμε ότι το άτομο βρίσκεται αρχικά στη βασική στάθμη, τότε αυτό, χωρίς την επίδραση εξωγενούς διέγερσης, θα παραμείνει σε αυτή την κατάσταση. Με την πρόσπτωση όμως μιας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, συχνότητας  $\nu_{12}$  λαμβάνεται ακριβώς το ποσό ενέργειας που απαιτείται για την μετάπτωση από την 1 στην 2 και το άτομο διεγείρεται στην ενεργειακή κατάσταση 2. Η διαδικασία αυτή λέγεται όπως είπαμε απορρόφηση, και ο ρυθμός με τον οποίο λαμβάνει χώρα είναι αντίστοιχος με αυτόν της αυθόρμητης αποδιέγερσης και είναι:



Σχήμα 2.1-2

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1 \quad (2.1.5)$$

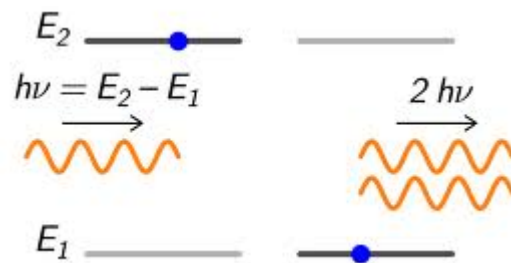
Με  $W_{12} = \sigma_{12}F$ , όπου  $F$  η ροή της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που προκαλεί την απορρόφηση και  $\sigma_{12}$  η ενεργός διατομή απορρόφησης της συγκεκριμένης μετάπτωσης. Η ενεργός διατομή, ουσιαστικά εκφράζει μια επιφάνεια γύρω από το άτομο μέσα στην οποία αν βρεθεί φωτόνιο θα γίνει εξαναγκασμένη απορρόφηση και δίνεται από τον τύπο:

$$\sigma_{12} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \quad (2.1.6)$$

Όπου  $\lambda$  το μήκος κύματος που αντιστοιχεί στη συχνότητα συντονισμού  $\nu_{12}$  αφού

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.1.7)$$

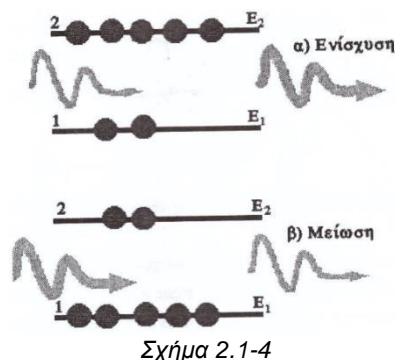
Αν τώρα θεωρήσουμε το ανάποδο, δηλαδή ότι το άτομο βρίσκεται στη στάθμη 2 και επιπλέον ότι ένα προσπίπτον ηλεκτρομαγνητικό κύμα με συχνότητα ίση με αυτή της αυθόρμητης αποδιέγερσης δηλαδή  $\nu_{12}$ . Σε αυτή τη περίπτωση, επειδή η προσπίπτουσα ακτινοβολία έχει την ίδια συχνότητα με την ατομική, υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα, η ακτινοβολία αυτή να ωθήσει το άτομο να υποστεί την μετάπτωση από την 2 στην 1, περίπτωση στην οποία η επιπλέον ενέργεια  $E_2 - E_1$  εκλύεται ως ηλεκτρομαγνητικό κύμα που ενισχύει το προσπίπτον. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται εξαναγκασμένη εκπομπή. Και εδώ ισχύει  $\frac{dN_2}{dt} = -W_{21}N_2$  με  $W_{21} = \sigma_{12}F$ .



Σχήμα 2.1-3

Υπάρχει μια βασική διαφορά μεταξύ της αυθόρμητης και εξαναγκασμένης εκπομπής. Στην πρώτη περίπτωση η εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, εκπεμπόμενη από ένα άτομο, δεν έχει καμία καθορισμένη σχέση φάσης με αυτή που εκπέμπεται από κάποιο άλλο άτομο, αλλά ούτε και καθορισμένη διεύθυνση. Στην περίπτωση της εξαναγκασμένης εκπομπής η εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία έχει την ίδια φάση και την ίδια διεύθυνση με τη προσπίπτουσα ακτινοβολία, είναι δηλαδή σύμφωνες. Όταν μια ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία περνάει μέσα από μια συλλογή ατόμων η πιο ακριβής περιγραφή είναι ότι εξαναγκάζει τα ηλεκτρονικά φορτία εντός των ατόμων να δονούνται ή καλύτερα να ταλαντώνονται σε σύμφωνη σχέση με αυτή. Τα άτομα δηλαδή αντιδρούν σαν μικροσκοπικές κεραίες, και έτσι η επανεκπεμπόμενη ακτινοβολία από το κάθε άτομο προκαλεί απορρόφηση ή ενίσχυση του σήματος.

Η διεργασία της ατομικής απορρόφησης μπορεί χονδρικά να θεωρηθεί ως ανάστροφη της εξαναγκασμένης εκπομπής. Στη μια, άτομα που αρχικά βρίσκονται στη βασική κατάσταση μεταπίπτουν στην υψηλότερη ενεργειακή στάθμη, ενώ στην άλλη περίπτωση άτομα που βρίσκονται στην διεγερμένη κατάσταση μεταπίπτουν στη βασική στάθμη λόγω της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Αναλυτικότερα τα άτομα αντιδρούν σαν μικρά

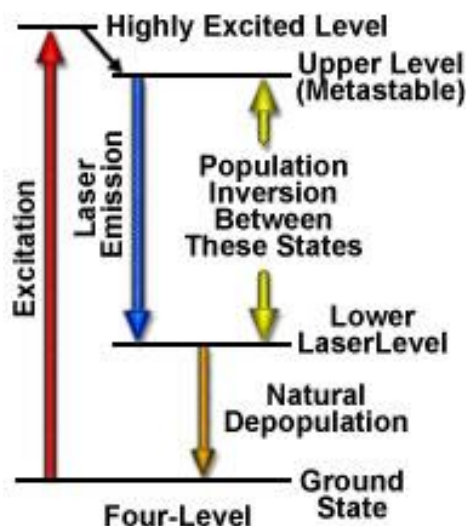


ηλεκτρικά δίπολα. Αυτά που βρίσκονται στη βασική κατάσταση αντιδρούν απλώς σε αντίθετη φάση από την προσπίπτουσα ακτινοβολία μειώνοντας την, ενώ αυτά που βρίσκονται στην διεγερμένη κατάσταση αντιδρούν εν φάση ενισχυτικά. Η πιθανότητα αλληλεπίδρασης στις δύο διεργασίες είναι η ίδια, αφού  $\sigma_{12} = \sigma_{21}$  και άρα  $W_{12} = W_{21}$ . Επομένως το ποια από τις δύο διεργασίες θα υπερισχύσει εξαρτάται από τον πληθυσμό της κάθε στάθμης σε άτομα. Αν η βασική στάθμη έχει περισσότερα άτομα τότε συνολικά υπερισχύει η ατομική απορρόφηση, ενώ αν η διεγερμένη στάθμη είναι περισσότερο κατειλημμένη υπερισχύει η εξαναγκασμένη εκπομπή και έχουμε ενίσχυση του σήματος. Είναι προφανές ότι αν  $N_2 > N_1$  τότε το υλικό είναι ενισχυτής σήματος ενώ αν  $N_2 < N_1$  το υλικό απορροφά ενέργεια και μειώνει το σήμα.

Εδώ ακριβώς υπεισέρχεται η ιδέα του laser. Αν με κάποιον τρόπο αναστρέψουμε τις αναλογίες ατομικών πληθυσμών, ώστε  $N_2 > N_1$ , κάτι που ονομάζεται αναστροφή πληθυσμών, τότε το κυρίαρχο φαινόμενο θα είναι αυτό της εξαναγκασμένης εκπομπής και θα έχουμε ενίσχυση σήματος από το μέσο. Από την πρώτη ματιά φαίνεται ότι μπορούμε να φτιάξουμε ένα σύστημα laser με τη χρήση ενός μέσου μετάπτωσης από την 1 στην 2 αρχικά χρησιμοποιώντας την διαδικασία της απορρόφησης και έπειτα, αφού θα έχει γίνει η αναστροφή πληθυσμών, να ακολουθήσει το φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής. Κάτι τέτοιο όμως δεν μπορεί να συμβεί γιατί, όταν μετά την απορρόφηση εξισωθούν ο ατομικός πληθυσμός της αρχικής και διεγερμένης κατάστασης τότε θα εξισωθεί και η πιθανότητα να συμβεί είτε απορρόφηση είτε εξαναγκασμένη εκπομπή. Έτσι ο ρυθμός των ατομικών απορροφήσεων θα εξισωθεί με τον αριθμό των εξαναγκασμένων αποδιεγέρσεων και οι δυο διαδικασίες θα αλληλοεξουδετερωθούν. Για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα ακολουθείται η τεχνική, της μεθόδου άντλησης.

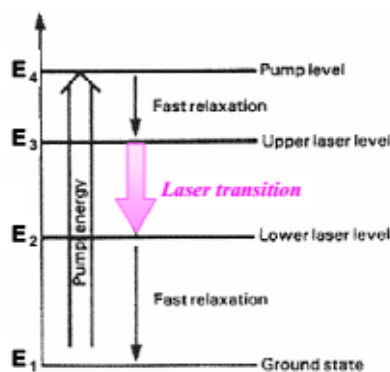
## 2.2 Διαγράμματα άντλησης

Με τον όρο άντληση εννοούμε την αφαίρεση με κάποιο τρόπο πληθυσμού από τη βασική σε μια ανώτερη διεγερμένη στάθμη, ώστε να πετύχουμε την αναστροφή πληθυσμού. Στη παρούσα φάση θα γίνει αναφορά στο σύστημα άντλησης τεσσάρων σταθμών, που είναι και το πιο συνηθισμένο σύστημα Laser. Παρακάτω φαίνεται το διάγραμμα άντλησης τεσσάρων σταθμών.



Σχήμα 2.2-1

όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.2-2, αρχικά τα ηλεκτρόνια από την βασική στάθμη διεγείρονται στην στάθμη  $E_4$  από εισερχόμενα φωτόνια, που έχουν ενέργεια ίση με  $E_4 - E_1 = h\nu_{14}$ . Στην συνέχεια τα ηλεκτρόνια από την  $E_4$ , μεταβαίνουν απότομα στην στάθμη  $E_3$  η οποία λέγεται και μετασταθής. Τα ηλεκτρόνια από την στάθμη  $E_4$  στην  $E_3$  μπορεί να μεταβούν είτε μέσω θερμικής αποδιέγερσης που είναι και το σύνηθες είτε μέσω εκπομπή φωτονίων ενέργειας  $E_4 - E_3 = h\nu_{43}$ . Λέγεται μετασταθής στάθμη, επειδή ο χρόνος ζωής της είναι μεγαλύτερος από αυτόν της  $E_2$  και έτσι δημιουργείται αναστροφή πληθυσμών μεταξύ των σταθμών  $E_3$  και  $E_2$ .



Σχήμα 2.2-2

Με ένα φωτόνιο τώρα ενέργειας  $E_3 - E_2 = h\nu_{32}$ , μπορεί να ξεκινήσει η εξαναγκασμένη εκπομπή. Τα φωτόνια τα οποία προκύπτουν, ενισχύουν το φαινόμενο της εξαναγκασμένης εκπομπής, έτσι ώστε τελικά να έχουμε μια πληθώρα φωτονίων ίδιας συχνότητας και συμφασικά. Έχουμε τελικά λοιπόν ένα συντονισμένο ηλεκτρομαγνητικό κύμα, μια ακτινοβολία Laser.

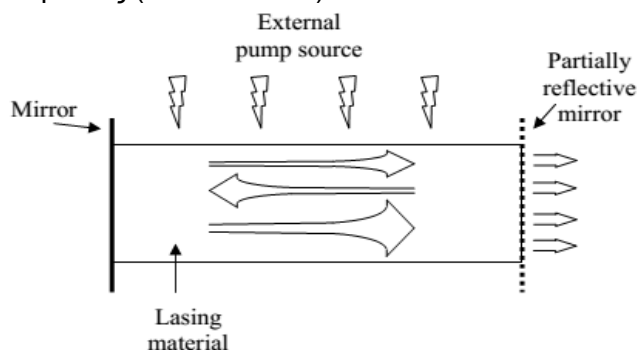
### 2.3 Για τα διοδικά laser

Κατ' αρχάς, να σημειωθεί ότι στα κρυσταλλικά στερεά, οι κβαντισμένες ενεργειακές καταστάσεις κάθε μεμονωμένου ατόμου, σχηματίζουν σαφώς καθοριζόμενες ενεργειακές ζώνες. Το γεγονός αυτό αποτελεί ένα θεμελιώδη κανόνα των ηλεκτρονικών ιδιοτήτων στα ημιαγωγιμα υλικά. Κάθε ζώνη που είναι πλήρης καλείται ζώνη σθένους και τα ηλεκτρόνια δεν συμμετέχουν στην αγωγιμότητα του στερεού, αφού δεν υπάρχουν διαθέσιμες ενεργειακές καταστάσεις που μπορούν να καταλάβουν. Η αμέσως επόμενη ζώνη που είναι κενή ή μερικώς κατειλημμένη λέγεται ζώνη αγωγιμότητας. Η διαφορά ενέργειας μεταξύ των δύο αυτών ζωνών καλείται ενεργειακό διάκενο και είναι απαγορευμένη ζώνη για τα ηλεκτρόνια. Οι ημιαγωγοί είναι αυτά τα υλικά που έχουν σχεδόν συμπληρωμένη ζώνη σθένους, που διαχωρίζεται από την σχεδόν κενή ζώνη αγωγιμότητας, με ένα μικρό ενεργειακό διάκενο.

Στους ημιαγωγούς ένα ηλεκτρόνιο από την ζώνη σθένους μπορεί να μεταβεί στη ζώνη αγωγιμότητας μέσω κρούσεων ή λόγω των προσμίξεων που έχει. Η θέση που αφήνει ελεύθερη στην ζώνη σθένους ονομάζεται οπή. Όταν ένα ηλεκτρόνιο από την ζώνη αγωγιμότητας, βρεθεί με μια οπή της ζώνης σθένους τότε επιστρέφει στην ζώνη σθένους εκπέμποντας ένα φωτόνιο ενέργειας ίσης με το ενεργειακό διάκενο. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται επανασύνδεση.

Οι ημιαγωγοί με προσμίξεις χωρίζονται στους τύπους n και p ανάλογα με το αν η ουσία που εισάγεται είναι δότης ή αποδέκτης ηλεκτρονίων αντίστοιχα.

Η βάση για την ανάπτυξη των διοδικών laser είναι οι επαφές p-n. Το φως το οποίο αναδύεται στην περιοχή της p – n επαφής αν δεν επιδράσει κάποιος εξωτερικός παράγοντας οφείλεται κατά κύριο λόγο σε αυθόρμητη εκπομπή φωτονίων. Το φαινόμενο όμως αλλάζει μορφή αν με την βοήθεια μιας εξωτερικής πηγής αρχίζουμε να αυξάνουμε το ρεύμα των εγχέομενων ηλεκτρονίων στην p-περιοχή. Τότε η εκπομπή των φωτονίων γίνεται εξαναγκασμένη καθώς λόγω της μεγάλης πυκνότητας τα ήδη εκπεμπόμενα φωτόνια προλαβαίνουν και προτρέπουν σε επανασύνδεση ζεύγη ηλεκτρονίων οπών. Τα εκπεμπόμενα φωτόνια θα είναι σε φάση με τα προσπίπτοντα ενισχύοντας την προσπίπτουσα ακτινοβολία. Όσο το ρεύμα που περνάει από την δίοδο αυξάνει, τόσο αυξάνει και το φως που παράγεται από την εξαναγκασμένη εκπομπή επειδή αυξάνει και ο αριθμός των ζευγών οπών ηλεκτρονίων στην περιοχή της p-n επαφής. Αν ακόμα η κατασκευή της p-n επαφής γίνει με κοπή κρυστάλλων κατά μήκος κρυσταλλογραφικών επιπέδων, τότε οι περιοχές αυτές θα είναι σχεδόν τελείως κατοπτρικές. Συνήθως μάλιστα το ένα επίπεδο αντανακλά το 100% της ακτινοβολίας (total reflector) ενώ το άλλο το 90-98% (partial reflector). Το όλο σύστημα λειτουργεί σαν κοιλότητα συντονισμού, αναγκάζοντας το φως πριν βγει από την περιοχή της p-n επαφής να ανακλαστεί πολλές φορές μεταξύ των επιφανειών και να ενισχυθεί έτσι η εξαναγκασμένη εκπομπή.



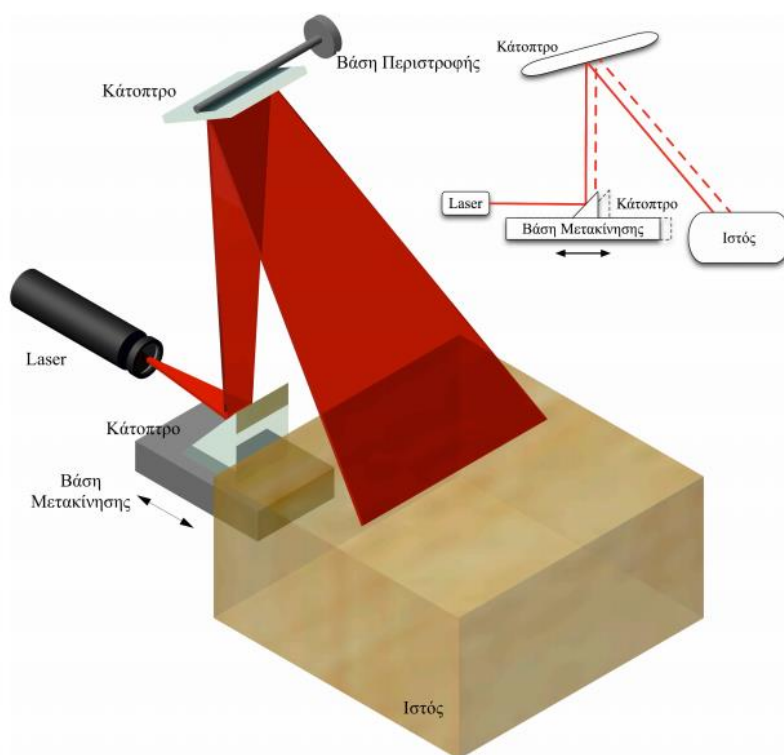
Σχήμα 2.3-1

## 2.4 Χρήση laser για την ανίχνευση καρκινικών κυττάρων

Με βάση και όσα είπαμε παραπάνω για το φθορισμό και το laser, θα γίνει μια αναφορά για το πώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί το laser για βιοϊατρικές εφαρμογές και συγκεκριμένα για την ανίχνευση καρκινικών κυττάρων.

Αφού εισχωρηθεί στον ασθενή ο φωτοευαίσθητοποιητής, θα πρέπει να ακτινοβοληθεί με το laser, για να μπορέσουμε να κάνουμε τον εντοπισμό των καρκινικών κυττάρων εντοπίζοντας τον φθορισμό της παραπάνω ουσίας.

Η ακτινοβολή γίνεται με χρήση ενός παλμικού ή και συνεχούς laser υπό γωνία στο δέρμα του ασθενή, με σκοπό τοποθετώντας κάθετα μια κάμερα να ανιχνεύσουμε τον φθορισμό. Καθώς μετακινούμε το laser και την κάμερα σκανάροντας τον βιολογικό ιστό μπορούμε να κάνουμε εντοπισμό θέσης και βάθους των καρκινικών κυττάρων. Η διαδικασία αυτή έχει περιγραφεί και αναλυθεί από την διδακτορική διατριβή του Δημητρίου Σ. Γκόρπα με τίτλο 'Συνδυαστική Τρισδιάστατη Υπολογιστική Όραση και Απεικόνιση Φθορισμού για την Αξιολόγηση Καρκινικών Όγκων'. Στο Σχήμα 2.4-1 φαίνεται η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε. Αντίστοιχη διάταξη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ανίχνευση με το κύκλωμα της γεννήτριας παλμών υψηλής έντασης ρεύματος που είναι αντικείμενο της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 2.4-1

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Κατασκευή του κυκλώματος

### 3.1 Αρχικά προβλήματα

Αυτό που θέλαμε να κάνουμε αρχικά, είναι να τροφοδοτήσουμε την δίοδο laser με ρεύμα περίπου 2,5 A για πολύ σύντομο χρονικό διάστημα μερικά ps. Το lasing για τα κλασσικά συνηθισμένα διοδικά laser γίνεται μεταξύ 1.8 και 2.5V.

Αντιμετωπίσαμε όμως ένα σημαντικό πρόβλημα, γι' αυτό αναγκαστήκαμε να φτιάξουμε παλμούς όχι της τάξης των ps αλλά ns. Και συγκεκριμένα το χαμηλότερο που καταφέραμε ήταν 5ns. Οδηγηθήκαμε εκεί λόγω περιορισμών που είχαμε στο ηλεκτρονικό υλικό που μας ήταν διαθέσιμο.

Συγκεκριμένα δεν υπήρχαν transistor που να μπορούν να οδηγήσουν το κύκλωμα τροφοδοτώντας το με μερικά Ampere και ταυτόχρονα να μπορούν να φτάσουν συχνότητα γύρω στα 10GHz για να δημιουργήσουμε παλμούς της τάξης των ps. Το ίδιο ίσχυε και για τους ενισχυτές που δεν βρέθηκαν τέτοιοι που να μπορούν να ενισχύσουν σήματα τη με χρονική διάρκεια της τάξης των ps.

Ακόμα για να μπορέσουμε να χρησιμοποιήσουμε τα transistor, θέλαμε να μπορούμε να ελέγξουμε την συμπεριφορά τους σε ένα πρόγραμμα προσομοίωσης spice, για να δούμε και πώς συμπεριφέρεται το κύκλωμα συνολικά, στην προσπάθεια να προσεγγιστούν όσο το δυνατόν καλύτερα οι πραγματικές συνθήκες πριν προχωρήσουμε στην κατασκευή της πλακέτας. Το πρόβλημα που αντιμετωπίσαμε ήταν ότι πολλά transistor, είτε δεν είχαν μοντέλα, είτε τα μοντέλα δεν μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για προσομοίωση παλμικών σημάτων, καθώς ήταν για συνεχή ημιτονοειδή σήματα.

Στην βάση των παραπάνω προβλημάτων, εργαστήκαμε σε χαμηλότερες συχνότητες, με αποτέλεσμα το κύκλωμα να μην δημιουργεί παλμούς της τάξης των ps που θέλαμε αρχικά. Η χρήση BJT τρανζίστορ θα βόλευε στην συγκεκριμένη εφαρμογή γιατί θέλουμε να κατασκευάσουμε παλμό ρεύματος, όμως δεν μπορέσαμε να βρούμε κάποιο που να έχει τα επιθυμητά χαρακτηριστικά για την κατασκευή αυτού του παλμού. Τα μόνα που μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε ήταν τα nmos transistor ισχύος, και με αυτά έγινε η κατασκευή του κυκλώματος.

Με βάση τα υλικά που έχουμε στην διάθεσή μας, στόχος είναι η κατασκευή στενού παλμού τάσης για την τροφοδοσία της πύλης του τρανζίστορ αρχικά και έπειτα ο έλεγχος της για τον έλεγχο του ρεύματος στην δίοδο Laser.

### 3.2 Σχετικά με την τροφοδοσία της διόδου Laser με 2A

Με βάση τα τεχνικά χαρακτηριστικά του τυπικού διοδικού Laser, το επιτρεπόμενο ρεύμα που σύμφωνα με τον κατασκευαστή μπορεί να περάσει, είναι έως μερικές εκατοντάδες mA. Το ζήτημα είναι ότι δεν διευκρινίζεται για ποιο λόγο υπάρχει αυτός ο περιορισμός. Γενικά δύο περιπτώσεις είναι πιθανές. Η μία είναι λόγω αύξησης της θερμοκρασίας, να γίνει θερμική καταστροφή της ημιαγωγικής διάταξης. Η δεύτερη είναι να μην μπορεί η δίοδος να εξασφαλίσει όσους φορείς χρειάζεται για να μπορέσει να περάσει ρεύμα 2A. Για την περίπτωση αυτή δεν υπάρχει κάποιος τρόπος να τροφοδοτήσουμε την δίοδο με τόσο ρεύμα γιατί θα γίνει διάτρηση. Για την πρώτη περίπτωση θα πρέπει να αντιμετωπίσουμε την αύξηση αυτή της θερμοκρασίας στο κύκλωμα.

### 3.3 Εξάρτηση διόδου laser από θερμοκρασία

Το πώς εξαρτάται η δίοδος laser από την θερμοκρασία πρέπει να το λαμβάνουμε υπ' όψει μας ιδιαίτερα στην παρούσα εφαρμογή, γιατί διαφορετικά μπορεί πολύ εύκολα να καταστραφεί. Έτσι χρειάζεται να υπολογίσουμε την θερμοκρασία που θα αναπτυχθεί στην δίοδο κατά την λειτουργία της.

Αρχικά θα γράψουμε την εξίσωση που περιγράφει το φυσικό φαινόμενο. Όπως ξέρουμε η αύξηση της θερμοκρασίας σε ένα σημείο του χώρου είναι ανάλογη της ενέργειας που δίνεται (θερμοχωρητικότητα):

$$\Delta T = c\Delta Q \quad (3.3.1)$$

Από ένα σημείο του χώρου σε ένα άλλο έχουμε μεταφορά θερμικής ενέργειας ανάλογη με την διαφορά θερμοκρασίας, δηλαδή:

$$\frac{dQ}{dt} = k\Delta T \quad (3.3.2)$$

Στην συνέχεια μετατρέπουμε τις παραπάνω εξισώσεις σε διαφορικές του χρόνου

$$(3.3.1) \Rightarrow T(t) - T_0 = c \int_0^t \frac{dQ(t)}{dt} dt \quad (3.3.3)$$

$$(3.3.2) \Rightarrow \frac{dQ(t)}{dt} = k(T(t) - T_0) \quad (3.3.4)$$



Έπειτα αντιστοιχούμε τα διαφορικά και ολοκληρωτικά στοιχεία με ηλεκτρονικά στοιχεία, για να δημιουργήσουμε ένα αντίστοιχο ηλεκτρικό μοντέλο.

$$T \rightarrow V \text{ (τάση)}$$

$$Q \rightarrow q \text{ (φορτίο)}$$

$$\frac{dQ}{dt} \rightarrow I \text{ (ρεύμα)}$$

Οπότε οι εξισώσεις (3.3.3) και (3.3.4) μετατρέπονται στις αντίστοιχες ηλεκτρικές:

$$V(t) - V_0 = c \int_0^t I dt \quad (3.3.5)$$

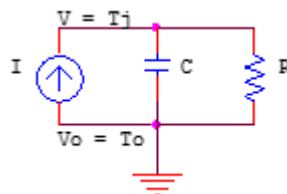
$$I = k(V(t) - V_0) \quad (3.3.6)$$

Η πρώτη εξίσωση μας υποδηλώνει πυκνωτή χωρητικότητας  $c$  ενώ η δεύτερη αντίσταση με τιμή  $1/k$ .

Τέλος τη θερμότητα που αναπτύσσεται στην μονάδα του χρόνου την μοντελοποιούμε με μια πηγή ρεύματος:

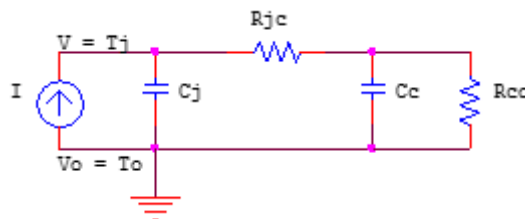
$$\frac{dQ}{dt} \rightarrow I$$

Άρα το ισοδύναμο κύκλωμα θα είναι όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3-1.



Σχήμα 3.3-1

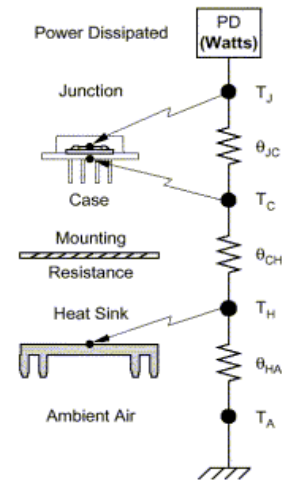
Ένα περισσότερο αναλυτικό μοντέλο όπου δείχνει πως διαδίδεται η θερμότητα από την περιοχή της επαφής στο εξωτερικό της διόδου και από εκεί στον αέρα φαίνεται στο Σχήμα 3.3-2.



Σχήμα 3.3-2

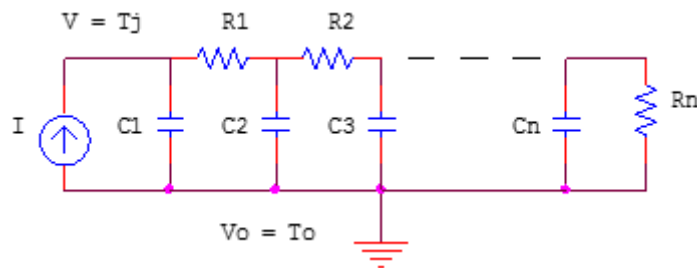
Η θερμότητα λοιπόν, που αναπτύσσεται στο εσωτερικό της επαφής p-n διαχέεται προς το εξωτερικό περίβλημα και από εκεί στον αέρα. Η αντίσταση  $R_{jc}$  υποδηλώνει την απώλεια κατά την μεταφορά από το εσωτερικό στο εξωτερικό επίπεδο και η  $R_{co}$  από το εξωτερικό στον αέρα. Οι πυκνωτές εκφράζουν θερμοχωρητικότητα της μάζας του κάθε στοιχείου.

Στο Σχήμα 3.3-3 βλέπουμε το ισοδύναμο ηλεκτρικό κύκλωμα για ένα τρανζίστορ με μια ψύχτρα. Γενικά επιδιώκουμε με την χρήση ψύχτρας να μικρύνουμε την αντίσταση  $R_{jc}$  και να μειώσουμε έτσι την θερμοκρασία στο ολοκληρωμένο. Στο σχήμα αυτό βέβαια υπολογίζεται μόνο η θερμική αντίσταση και δεν λαμβάνεται υπ' όψει η χρονική μεταβολή του φαινομένου (απουσία πυκνωτών).



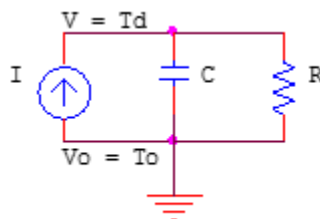
Σχήμα 3.3-3

Ένα γενικευμένο μοντέλο για το πώς διαχέεται η θερμότητα μέσα σε ένα ολοκληρωμένο θα μπορούσε να είναι αυτό που φαίνεται στο Σχήμα 3.3-4



Σχήμα 3.3-4

Για την διόδο Laser τώρα χρησιμοποιώντας το παραπάνω ηλεκτρικό ισοδύναμο θα δούμε πώς συμπεριφέρεται, όταν για ένα σύντομο χρονικό διάστημα περάσει ένας ισχυρός παλμός ρεύματος. Στο παραπάνω κύκλωμα οι πυκνωτές  $C_1, C_2, \dots, C_{n-1}$  μπορούν να θεωρηθούν αμελητέοι επειδή στην πράξη είναι τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μικρότερη από τον τελευταίο, που αναφέρεται στην θερμοχωρητικότητα της ψύχτρας είτε αν δεν υπάρχει ψύχτρα στην θερμοχωρητικότητα της θήκης της διόδου. Οπότε καταλήγουμε στο απλουστευμένο κύκλωμα του σχήματος 3.3-5.



Σχήμα 3.3-5

Όταν λοιπόν έρθει ο παλμός ρεύματος στην διόδου, αυξάνεται η θερμοκρασία της. Μόλις σταματήσουμε την παροχή ρεύματος έστω ότι η θερμοκρασία της είναι  $T_d$ . Αυτό που γίνεται στην συνέχεια είναι ότι διαχέεται η θερμότητα στον αέρα, μειώνοντας έτσι την θερμοκρασία της διόδου, που με βάση το παραπάνω ισοδύναμο κύκλωμα μπορεί να προσεγγιστεί σαν εκφόρτιση πυκνωτή. Επομένως από 2<sup>ο</sup> νόμο Kirchhoff έχω:

$$V_c = -IR \Rightarrow V_c = -C \frac{dV_c}{dt} R \quad (3.3.7)$$

Επιλύουμε στην συνέχεια την παραπάνω διαφορική χωρίζοντας τις μεταβλητές:

$$\begin{aligned} \frac{dV_c}{V_c} &= -\frac{dt}{RC} \Rightarrow \\ \ln(V_c) &= -\frac{t}{RC} + K \Rightarrow \\ V_c &= e^{-\frac{t}{RC} + K} \end{aligned}$$

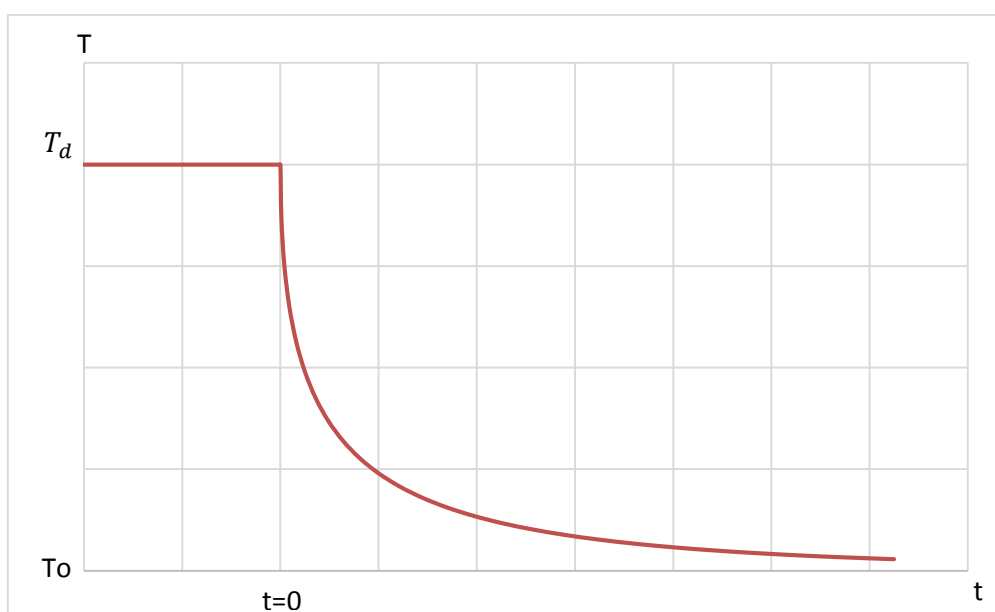
Για  $t=0$  ισχύει  $V_c = V_0$ , οπότε:  $V_0 = e^K$ , άρα τελικά θα έχουμε:

$$V_c = V_0 \cdot e^{-\frac{t}{RC}}$$

Έστω  $\tau = RC$  η σταθερά χρόνου οπότε, με δεδομένο ότι η θερμοκρασία περιβάλλοντος είναι  $T_0$ , για την θερμοκρασία της διόδου θα ισχύει:

$$T_d = T_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.3.8)$$

Η γραφική της παράσταση επομένως θα είναι:



Σχήμα 3.3-6

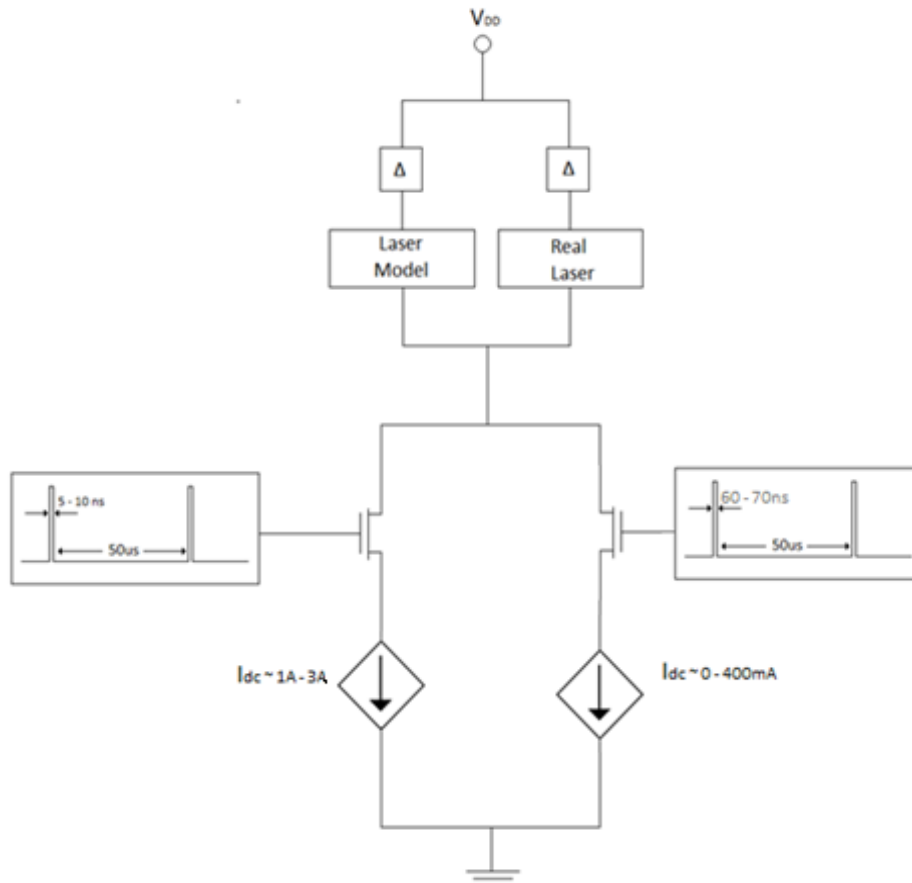
Σκοπός μας είναι να μπορέσουμε να τροφοδοτήσουμε την δίοδο με στενούς παλμούς μεγάλου πλάτους και να μην την καταστρέψουμε, όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα. Για να το πετύχουμε αυτό θα αυξήσουμε το διάστημα μεταξύ των παλμών. Αν το διάστημα είναι αρκετά μεγάλο τότε, όπως βλέπουμε και στο παραπάνω διάγραμμα, μετά τον πρώτο παλμό θα έχει προλάβει να πέσει η θερμοκρασία της δίοδου πριν έρθει ο επόμενος.

Η ιδέα είναι αφού αφήσουμε ανοιχτή τη δίοδο μερικά ns, στην συνέχεια να μην την ξανανοίγουμε αν δεν περάσουν μερικά μs. Έτσι η δίοδος το μεγαλύτερο κομμάτι του χρόνου θα παραμένει κλειστή, και η θερμότητα θα επάγεται στο περιβάλλον.

### 3.4 Διάγραμμα κυκλώματος

Στο τελικό κύκλωμά μας τώρα στόχος είναι πιο συγκεκριμένα να κατασκευαστούν πολύ στενοί παλμοί, μερικά νανόμετρα, μεγάλης έντασης, 1A με 3A ενώ κάθε παλμός παράγεται περίπου κάθε 50μs.

Θα εξηγήσουμε την γενική ιδέα του κυκλώματος και έπειτα πιο συγκεκριμένα πώς έγινε η υλοποίηση. Παρακάτω ακολουθεί ένα απλουστευμένο μπλοκ διάγραμμα του κυκλώματος.



Σχήμα 3.4-1

Η κεντρική ιδέα είναι η κατασκευή μιας πηγής ρεύματος, εξαρτημένης από τάση, η οποία με ένα διακόπτη, να τροφοδοτεί με ρεύμα την δίοδο laser. Με αυτόν τον τρόπο, ρυθμίζοντας την τάση μπορούμε να ρυθμίσουμε το ρεύμα που θα περνάει από το laser. Έτσι, μπορούμε να δούμε πώς συμπεριφέρεται η δίοδος laser για μια σειρά τιμών του ρεύματος, και σε περίπτωση που δεν αντέχει τόσο ρεύμα, να αντικαταστήσουμε την δίοδο και να μειώσουμε την ένταση.

Με βάση και τα παραπάνω επιλέχτηκε να ρυθμίζουμε τον παλμό, αρχικά πάνω σε δύο δίοδους και έπειτα να τροφοδοτούμε το laser. Αυτό το κάναμε βάζοντας δύο χειροκίνητους διακόπτες έναν για να συνδέει το υπόλοιπο κύκλωμα με την αντίσταση και έναν που θα συνδέει το laser.

Η ρύθμιση για το πότε θα άγει το transistor, τροφοδοτώντας το laser με το ρεύμα που έχουμε ρυθμίσει από την πηγή ρεύματος, γίνεται από τον έλεγχο της τάσης στην πύλη του. Εκεί λόγω των υλικών δεν μπορέσαμε να φτάσουμε σε ps έτσι ο παλμός θα είναι 5 – 15 ns.

Η δεύτερη πηγή ρεύματος, εξαρτημένη από τάση, που φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα, την βάζουμε για να πετύχουμε ακόμα πιο γρήγορο παλμό laser. Όταν από την κατάσταση της αποκοπής, στην οποία βρίσκεται η δίοδος αρχικά, όταν δεν διαρρέεται από ρεύμα, περάσουμε πολύ γρήγορα μέσα σε μερικά ns στο lasing θα υπάρχει ασάφεια και χρονική και ως προς την ένταση του lasing. Με βάση και όσα περιγράφηκαν στην παράγραφο 2.3, θα πρέπει να πραγματοποιηθεί πρώτα η αναστροφή πληθυσμών και επίσης να έχει γίνει συντονισμός της ακτινοβολίας σε μια κατεύθυνση, για να πούμε ότι έχει αρχίσει το lasing (να έχουν γίνει ορισμένες ανακλάσεις στις κατοπτρικές περιοχές). Τροφοδοτώντας έτσι αρχικά την δίοδο laser με ρεύμα 200mA και ενώ έχει ήδη ξεκινήσει το lasing, περάσει ένας δεύτερος παλμός ρεύματος, μέσα στον πρώτο, 1A μπορούμε να πετύχουμε καλύτερους χρόνους καθώς θα αποφύγουμε τα κύρια μεταβατικά φαινόμενα και θα έχει ήδη αρχίσει το lasing.

Όπως είπαμε και νωρίτερα αναγκαστήκαμε να βασιστούμε σε ημος τρανζίστορ ισχύος, για την κατασκευή του κυκλώματος. Οπότε αυτό που χρειάζεται να γίνει, είναι αρχικά να φτιάξουμε παλμούς τάσης μερικών ns και στην συνέχεια οδηγώντας τα τρανζίστορ να δημιουργήσουμε τους παλμούς ρεύματος.

### 3.5 Τροφοδοσία διόδου laser με ρεύμα 200mA

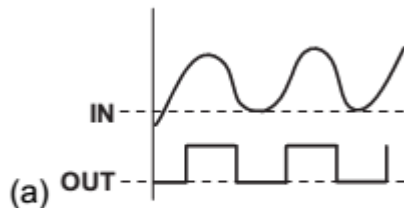
Το κομμάτι αυτό του κυκλώματος θα τροφοδοτεί την δίοδο με μερικά mA ρεύμα για πολύ σύντομο χρονικό διάστημα, μέσα στο οποίο το υπόλοιπο κομμάτι του κυκλώματος θα την τροφοδοτήσει με ρεύμα 2A. Σκοπός μας δηλαδή είναι η κατασκευή ενός παλμού ρεύματος 200mA πλάτους, διάρκειας 60 με 70 ns, και περιόδου περίπου 50us. Αρχικά πρέπει να δούμε την κατασκευή του παλμού τάσης που θα τροφοδοτήσει την πύλη του τρανζίστορ. Θα χρησιμοποιήσουμε ένα κύκλωμα βασισμένο σε Schmitt Trigger.

#### 3.5.1 Λειτουργία Schmitt Trigger

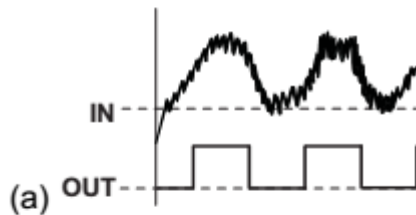
Ο Schmitt Trigger είναι στην ουσία ένα κύκλωμα συγκριτή με υστέρηση. Η υστέρηση βοηθά στην προστασία από τον θόρυβο. Στον απλό συγκριτή για μικρές μεταβολές του σήματος εισόδου, λόγω θορύβου γύρω από την τάση σύγκρισης, η έξοδος θα εναλλάσσεται μεταξύ θετικού και αρνητικού κόρου καταστρέφοντας το επιθυμητό σήμα εξόδου. Ο Schmitt Trigger έχοντας δύο τάσεις αναφοράς μία για την μετάβαση από το 0 στο 1 και μία για αυτήν από το 1 στο 0, αντιμετωπίζει το παραπάνω πρόβλημα.

Παρακάτω φαίνονται ακόμα μερικά παραδείγματα λειτουργίας του.

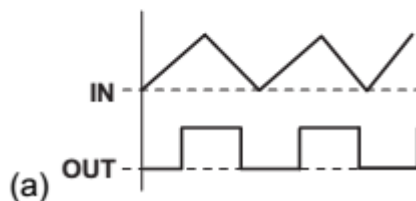
1. Change a sign wave into a square wave.



2. Have noisy signals that need to be cleaned up

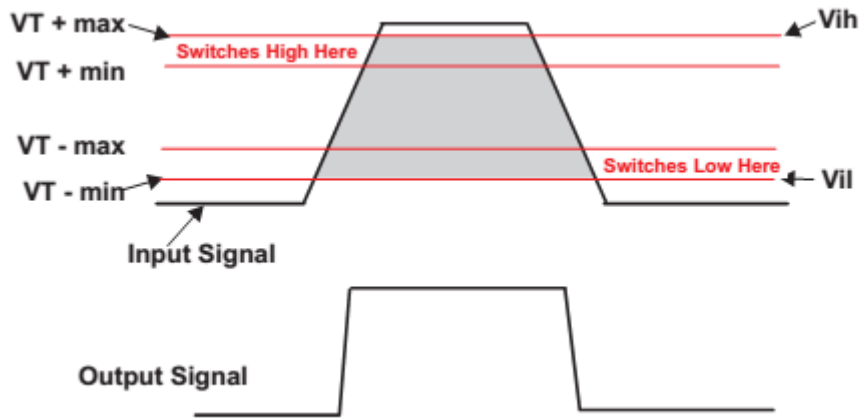


3. Have slow edges that need to be converted to fast edges.



Σχήμα 3.5-1

Οι κατασκευαστές βέβαια δίνουν μια περιοχή τιμών  $min$  και  $max$ , για το πάνω και κάτω κατώφλι κάτι που πρέπει να παίρνει υπ' όψει του ο σχεδιαστής. Έτσι η είσοδος πρέπει να έχει μέγιστη τιμή πάνω από το  $V_{t+ max}$  και ελάχιστη κάτω από το  $V_{t- min}$  για να είναι σίγουρο ότι θα μπορεί να λειτουργήσει. Στο Σχήμα 3.5.1-2 φαίνονται οι τιμές αυτές.

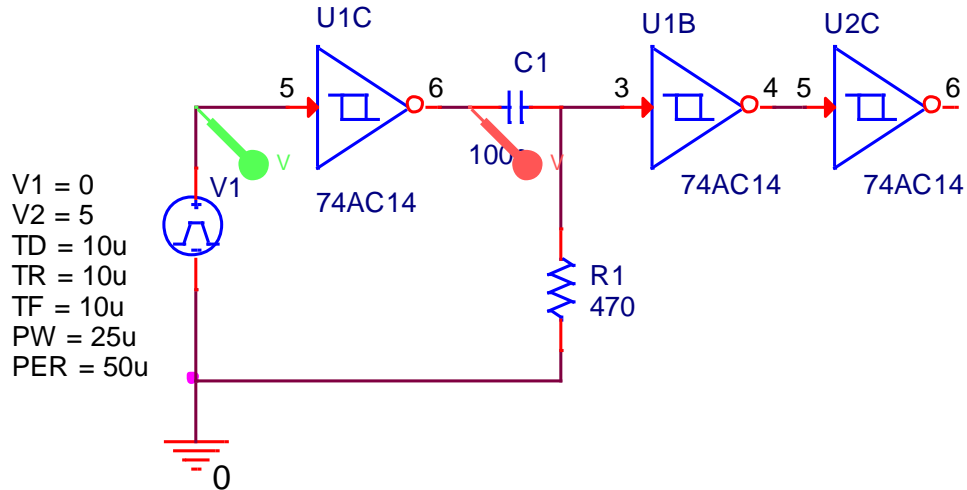


Σχήμα 3.5-2



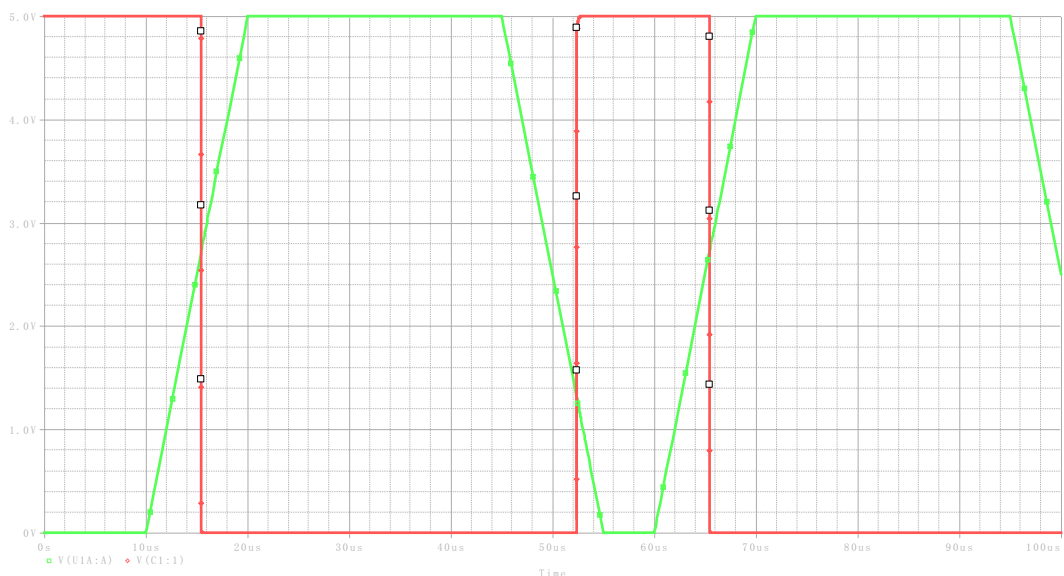
### 3.5.2 Κατασκευή στενού παλμού τάσης με χρήση Schmitt Trigger Inverter

Για την κατασκευή του παλμού χρησιμοποιήθηκε Schmitt Trigger Inverter που λειτουργεί όπως ο απλός Schmitt Trigger, με την διαφορά ότι αντιστρέφει την έξοδο. Το κύκλωμα φαίνεται στο σχήμα 3.5.2-1.

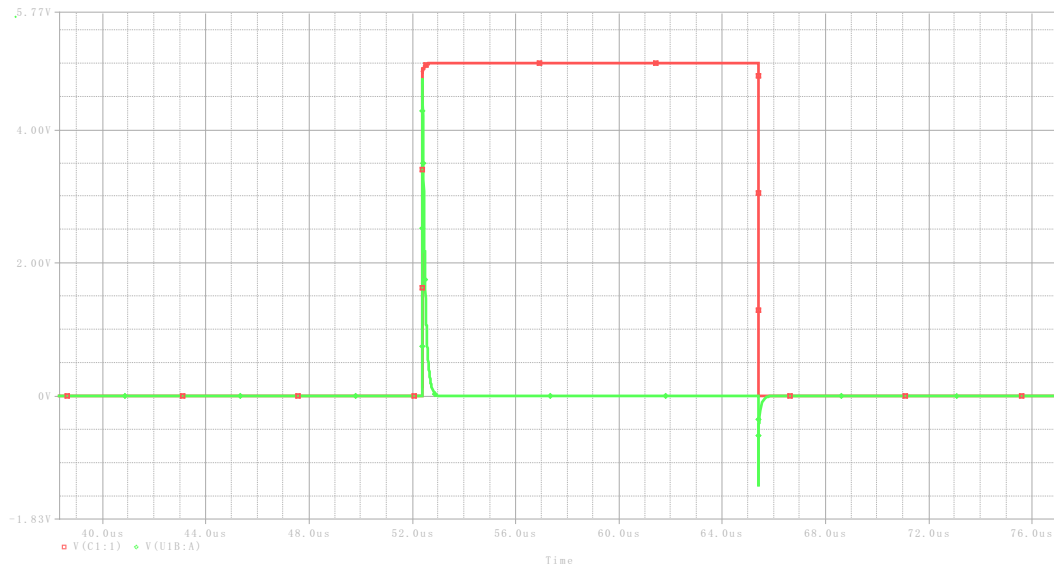


Σχήμα 3.5-3

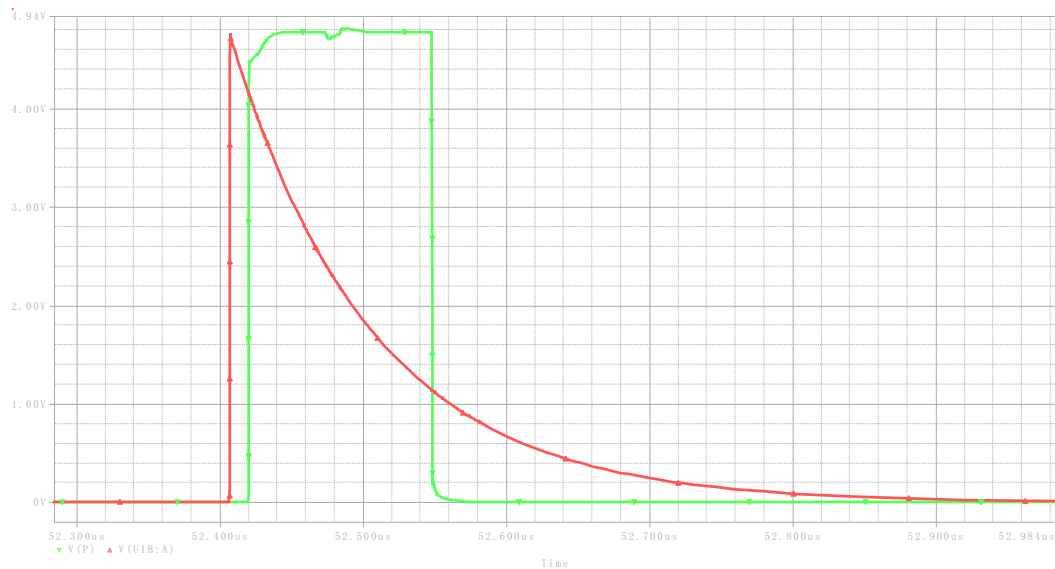
Το σήμα που παίρνουμε από την γεννήτρια είναι ένα αργό παλμικό σήμα 5V, συχνότητας 20kHz, με μεγάλο rise και fall time 10μs. Το σήμα αυτό αρχικά το περνάμε σε ένα Schmitt Trigger Inverter και έτσι το σήμα εξόδου που παίρνουμε είναι η άρνηση του ίδιου παλμικού σήματος, με την διαφορά ότι οι χρόνοι ανόδου και καθόδου είναι αυτοί του Schmitt Trigger, που στην δικιά μας περίπτωση είναι 1-5ns. Ακόμα ο Schmitt trigger αυτός λειτουργεί και ως απομονωτής, για να μπορέσει η γεννήτρια να τροφοδοτήσει το κύκλωμα με την επιθυμητή τάση, καθώς λόγω της εσωτερικής της αντίστασης που είναι 500 με 800Ω, με την αντίσταση 470Ω θα δημιουργούνταν ένας διαιρέτης τάσης ελαττώνοντας το σήμα. Έτσι έχουμε την παρακάτω έξοδο που φαίνεται η αλλαγή βελτίωση των χρόνων ανόδου και καθόδου.



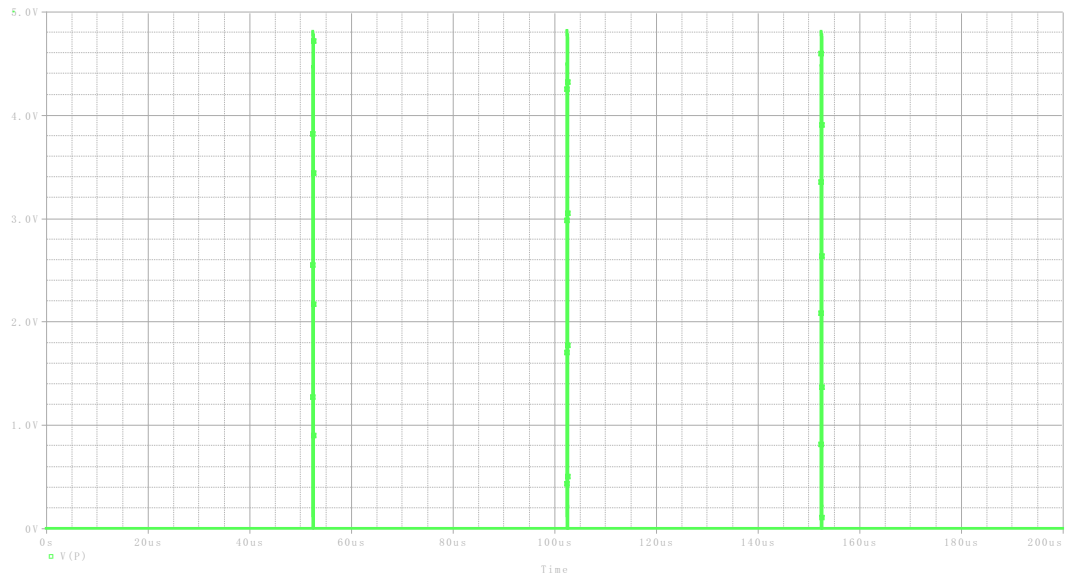
Έπειτα έχουμε ένα υπερπαρατό φίλτρο που στόχο έχει να περάσει μόνο την μεταβολή του παλμικού σήματος. Η έξοδος φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα.



Έπειτα περνάμε από δύο ακόμα Schmitt Trigger. Ο ένας με την λειτουργία του ως συγκριτής με υστέρηση παίρνοντας την τιμή HI όταν η τάση του σήματος πάει στα 3.9V και LOW όταν η τάση πάει στα 1.1V, δημιουργεί από την εκθετική μείωση της τάσης (από την εκφόρτιση του πυκνωτή) έναν στενό τετραγωνικό παλμό. Ο δεύτερος Schmitt trigger μας χρησιμεύει στο να αντιστρέψει το σήμα έτσι ώστε στο μεγαλύτερο μέρος του χρόνου να είναι στο μηδέν και για ένα μικρό χρονικό διάστημα να είναι στα 5V και όχι το αντίστροφο. Παρακάτω βλέπουμε την έξοδο μετά και τους τελευταίους 2 Schmitt trigger.



Το τελικό μας σήμα λοιπόν είναι το επιθυμητό παλμικό σήμα με παλμούς των 70ns που απέχουν μεταξύ τους 80us. Το σήμα φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα.

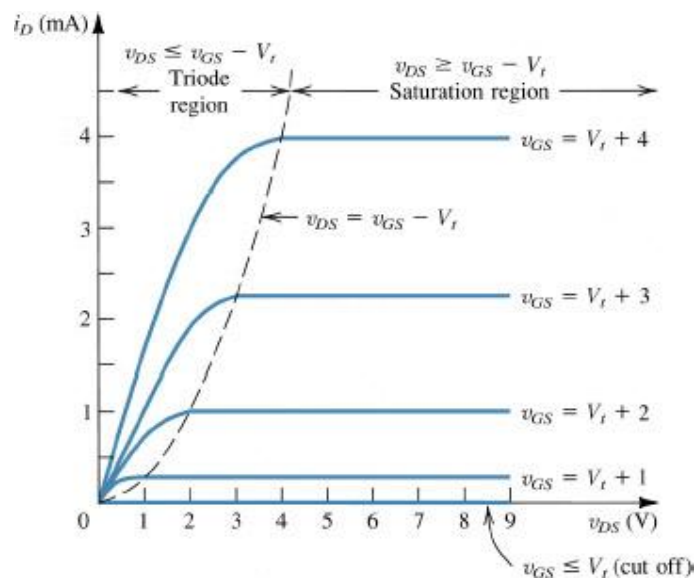


### 3.5.3 Παραγωγή ρεύματος 200mA

Η έξοδος του προηγούμενου κυκλώματος, θα τροφοδοτήσει την είσοδο του τρανζίστορ για την παραγωγή ρεύματος 200mA. Το ρεύμα που θα περάσει από το τρανζίστορ είναι σχετικά μικρό και δεν μας απασχολεί ιδιαίτερα ο παλμός αυτός να έχει υψηλούς χρόνους ανόδου και καθόδου καθώς θέλουμε να φέρουμε την δίοδο απλά σε αγωγή και να αρχίσει να λειτουργεί ως laser, και όχι να φτιάξουμε με αυτό το κομμάτι του κυκλώματος, ένα γρήγορο παλμό φωτός.

#### 3.5.3.1 Λειτουργία ημιοδωτού τρανζίστορ

Στο κύκλωμα χρησιμοποιούμε ημιοδωτού τρανζίστορ ισχύος. Το τρανζίστορ το δουλεύουμε στην περιοχή του κόρου και της αποκοπής. Η  $v_{ds}$  σε όλες τις περιπτώσεις που το τρανζίστορ είναι στον κόρο έχει σταθερή τιμή 10V. Ο έλεγχος έτσι του ρεύματος που περνάει αυτό γίνεται μέσω της τάσης  $v_{gs}$ . Στο διάγραμμα φαίνεται η χαρακτηριστική I-V για τρανζίστορ τύπου n.



Σχήμα 3.5-4

Παρακάτω θα λύσουμε τις εξισώσεις για να δείξουμε πώς γίνεται αυτό, πριν όμως πρέπει να σημειωθεί κάτι σημαντικό. Οι εξισώσεις που προσεγγίζουν την παραπάνω χαρακτηριστική I-V του τρανζίστορ, δεν είναι εξισώσεις που λαμβάνουν υπ' όψιν τους την χρονική μεταβολή του σήματος. Έτσι θα χρησιμοποιηθούν με την παραδοχή ότι έχουν τελειώσει τα μεταβατικά φαινόμενα που οφείλονται λόγω των χωρητικών και επαγωγικών φαινομένων στο κύκλωμα. Τέτοια φαινόμενα έχουμε κατά την διάρκεια της μετάβασης της  $v_{DS}$  από 0V στα 10V και στην συνέχεια μέχρι να σταθεροποιηθεί το κύκλωμα στα 10V. Επομένως οι τύποι θα εφαρμοστούν με δεδομένο ότι έχει περάσει αρκετό χρονικό διάστημα με  $v_{DS} = 10V$  και έχει έρθει το κύκλωμα σε ηρεμία. Τώρα αν στην πράξη αυτό ισχύει είναι ένα ζήτημα που πρέπει να μας προβληματίσει πριν προχωρήσουμε στην κατασκευή, αλλά τα μοντέλα που έχουμε στην διάθεσή μας μπορούν να χρησιμοποιηθούν για παλμούς μέχρι μερικά ns με βάση τα δεδομένα που έχουμε.

Η εξίσωση που μας δίνει το  $I_D$  για το ημος είναι:

$$i_D = \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (v_{GS} - V_t)^2 (1 + \lambda v_{DS}) \quad (3.5.1)$$

Ο παράγοντας  $\lambda v_{DS}$  εκφράζει το γραμμικό φαινόμενο στην περιοχή του κορεσμού. Το φαινόμενο αυτό για μας είναι αμελητέο αφού δεν εξετάζουμε τόσο μικρές μεταβολές στο ρεύμα. Για να γίνει αυτό κατανοητό οι τυπικές τιμές του  $\lambda$  είναι μικρότερες από 0,01. Έτσι τελικά θα έχουμε:

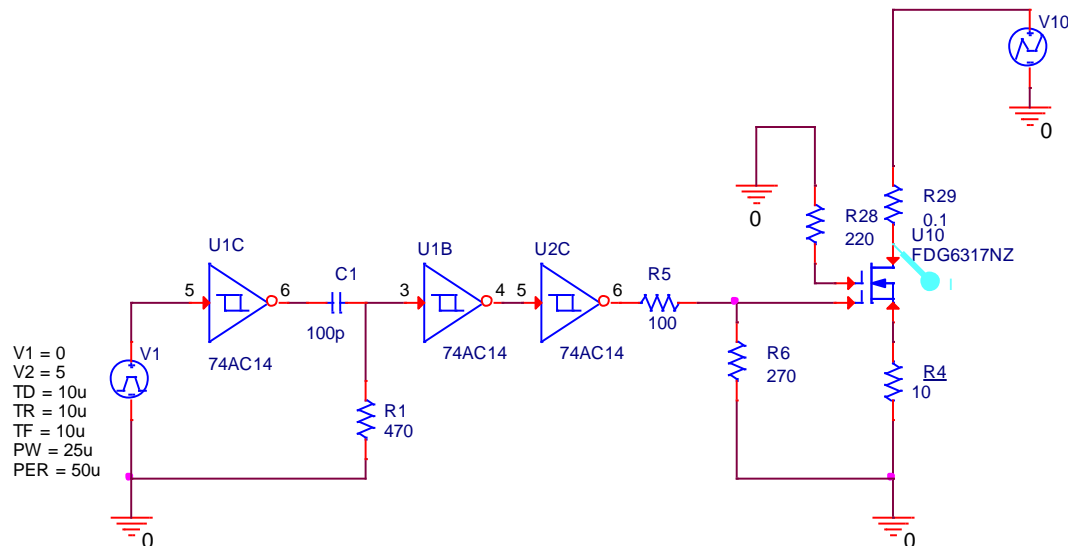
$$i_D = \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (v_{GS} - V_t)^2 \quad (3.5.2)$$

Πρέπει να τονιστεί εδώ βέβαια ότι για να ισχύει η παραπάνω σχέση θα πρέπει η  $u_{GS}$  να είναι μεγαλύτερη από την τάση αποκοπής δηλαδή:

$$v_{GS} > V_t \cong 5V$$

Στο παραπάνω τύπο βλέπουμε ότι, πέρα από τις κατασκευαστικές παραμέτρους, το ρεύμα που περνάει από το τρανζίστορ, εξαρτάται μόνο από την τάση  $v_{GS}$  όταν πάντα το τρανζίστορ είναι στον κόρο.

Στο κύκλωμα τώρα το τρανζίστορ θα τροφοδοτηθεί από την έξοδο του προηγούμενου σταδίου όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 3.5-5

Να σημειώσουμε εδώ, ότι η αντίσταση  $R_{28}$  χρησιμοποιείται για το μοντέλο επειδή έχει μια παράμετρο θερμοκρασίας, που καθορίζεται από την μεταβολή της τάσης στα άκρα της αντίστασης. Επειδή γειώθηκε η αντίσταση, δεν λαμβάνονται υπ' όψιν οι θερμοκρασιακές μεταβολές κατά την προσομοίωση.

Οι R5 και R6 έχουν μπει για να προσομοιάσουν ένα ποτενσιόμετρο. Η έξοδος από τους Schmitt Trigger, που είναι ένα παλμός 5V διαιρείται στο ποτενσιόμετρο και έτσι γίνεται ο έλεγχος της τάσης  $u_{GS}$  και άρα του ρεύματος που θα περάσει από την R4.

Όμως το ποτενσιόμετρο για την ταχύτητα που έχει ο παλμός δεν μπορεί να λειτουργήσει. Αυτό γιατί σε αυτές τις ταχύτητες θα αντιδρά στην μεταβολή της τάσης καθώς θα επιδρούν οι αυτεπαγωγές, που έχει εσωτερικά λόγω της κατασκευής του. Το κύκλωμα δηλαδή που δείξαμε νωρίτερα έχει αυτό το μειονέκτημα στην πράξη. Έτσι αυτό που χρειαζόμαστε τελικά είναι να φτιάξουμε ένα ποτενσιόμετρο για υψηλές συχνότητες.

### 3.5.4 Ποτενσιόμετρο για υψηλές συχνότητες

Αυτό το φτιάχνουμε χρησιμοποιώντας είναι κανονικό ποτενσιόμετρο και ένα τρανζίστορ JFET. Το JFET το χρησιμοποιούμε στην περιοχή του κόρου και της αποκοπής αντίστοιχα. Η λειτουργία του περιγράφεται με τις ίδιες εξισώσεις που περιγράφεται και το npn που αναλύσαμε παραπάνω άρα:

Η εξίσωση που μας δίνει το  $I_D$  για το JFET είναι η (3.5.1):

$$i_D = \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (u_{GS} - V_t)^2 (1 + \lambda v_{DS})$$

Επειδή τώρα η τιμή του  $\lambda$  για τα JFET είναι το πολύ  $10^{-2}$  και τέτοιας τάξης μεταβολές δεν μας ενδιαφέρουν, παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφτεί:

$$i_D = \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (u_{GS} - V_t)^2 \quad (3.5.2)$$

Για την αντίσταση που φάχνουμε  $r_{DS}$  ισχύει:  $r_{DS} = \frac{v_{DS}}{i_D}$  (3.5.3)

Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω θα έχουμε:

$$(3.5.3) \xrightarrow{(3.5.2)} r_{DS} = \frac{v_{DS}}{\left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (u_{GS} - V_t)^2} \quad (3.5.4)$$

Για την περιοχή του κόρου όμως ισχύει:  $v_{DS} = 5V$

Ακόμα για το PMBFJ109 τρανζίστορ που χρησιμοποιούμε ισχύει:

$$I_{DSS} = 40mA, V_t = -5V$$

Αντικαθιστώντας τις τιμές και κάνοντας πράξεις και αντικαθιστώντας στην (3.5.4) θα έχουμε κατά προσέγγιση, καθώς οι τιμές αυτές θα αποκλίνουν λίγο από τις πραγματικές:

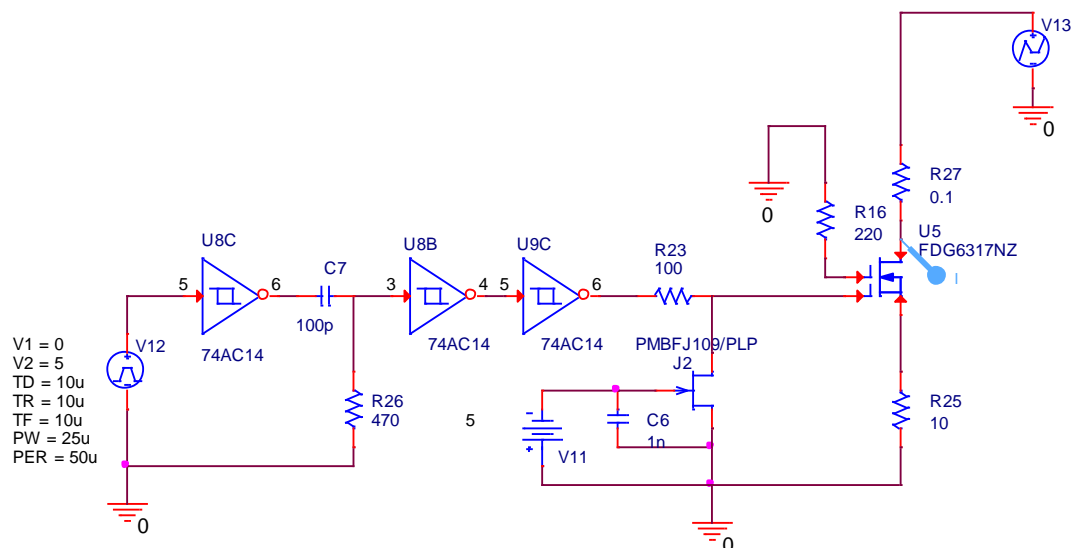
$$r_{DS} = \frac{1560}{(v_{GS} + 5)^2} \quad (\Omega) , \quad \mu\epsilon \quad v_{GS}(V)$$

Μεταβάλλοντας έτσι την τάση  $u_{GS}$ , παίρνουμε τις διάφορες τιμές  $r_{DS}$  που επιθυμούμε.

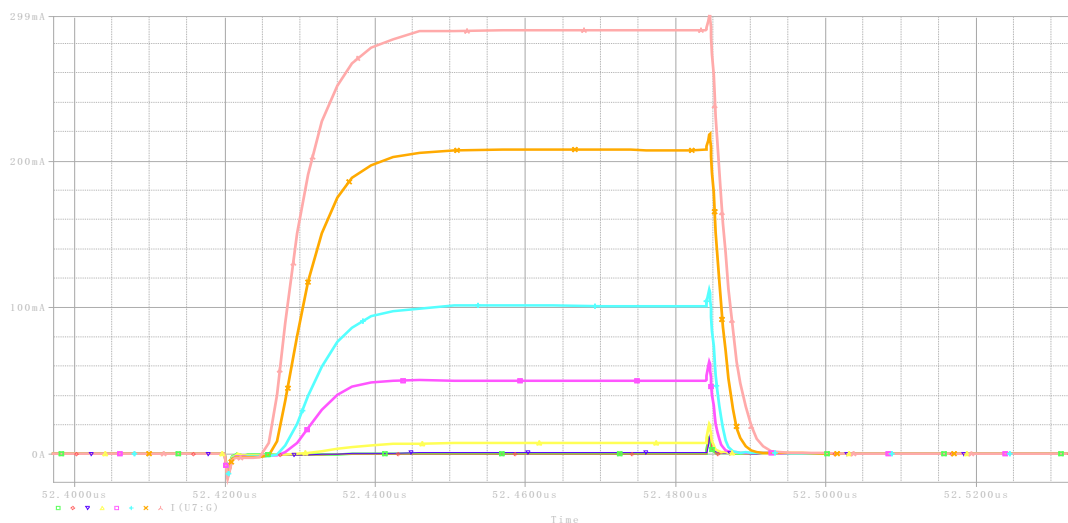
Πρέπει να τονιστεί εδώ βέβαια ότι για να ισχύει η παραπάνω σχέση θα πρέπει η  $u_{GS}$  να είναι μεγαλύτερη από την τάση αποκοπής δηλαδή:

$$u_{GS} > V_t = -5 V$$

Παρακάτω βλέπουμε το κύκλωμα αντικαθιστώντας τις προηγούμενες δύο αντιστάσεις με το παραπάνω ποτενσιόμετρο. Και στην συνέχεια τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.



Σχήμα 3.5-6



Στην προσομοίωση έγινε για τις διάφορες τιμές της V11 από 0 έως 5V.

### 3.6 Κατασκευή της πηγής ρεύματος παλμού 2A

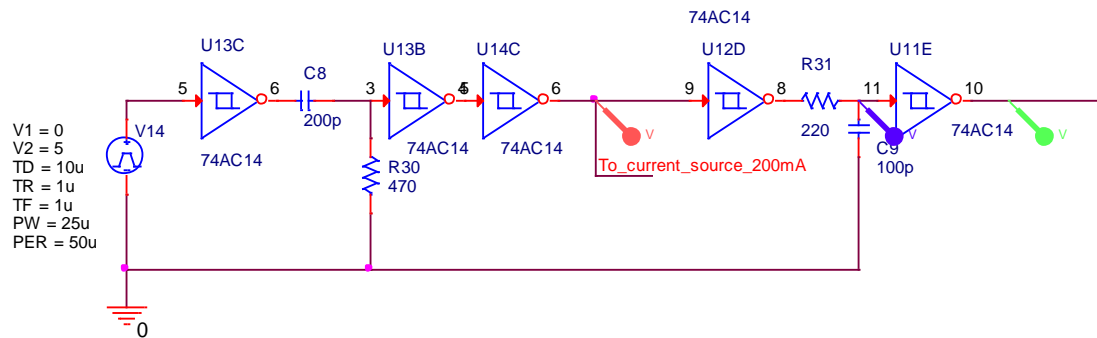
Όπως είπαμε στην αρχή, θέλουμε να τροφοδοτήσουμε τελικά την δίοδο laser με παλμό γύρω στα 2A, για όσο πιο μικρό χρονικό διάστημα μπορούμε να πετύχουμε, με βάση τα υλικά που μπορέσαμε να βρούμε. Η ιδέα είναι γενικά η ίδια με το πώς φτιάξαμε τον προηγούμενο παλμό 200mA. Το ζήτημα είναι όμως ότι τώρα το ρεύμα είναι πολύ μεγαλύτερο και ο παλμός πολύ στενότερος και επομένως πρέπει να πάρουμε και άλλα δεδομένα υπ' όψει μας. Όπως για παράδειγμα τις αντιδράσεις του κυκλώματος και το ότι αν δεν έχουμε καλό έλεγχο του ρεύματος του τρανζίστορ που θα τροφοδοτήσει και την δίοδο, μπορεί πολύ εύκολα να κάψουμε και τα δύο. Το τρανζίστορ συγκεκριμένα που χρησιμοποιούμε, δεν μπορεί να αντέξει παλμικό σήμα πάνω από 2.1A. Επομένως όπως θα δούμε και στην συνέχεια δεν είναι ασφαλές να χρησιμοποιήσουμε όπως στην προηγούμενη περίπτωση ένα κύκλωμα ανοιχτού βρόχου. Αλλά θα πρέπει να είναι κλειστού βρόχου με έλεγχο για το ρεύμα.

Κατ' αρχάς θα πρέπει να φτιάξουμε ένα στενότερο παλμό ρεύματος από αυτόν που μας φτιάχνει ο Schmitt trigger και ταυτόχρονα ο παλμός αυτός να είναι συγχρονισμένος με τον προηγούμενο παλμό τάσης που φτιάξαμε, έτσι ώστε την ώρα που τροφοδοτούμε την δίοδο με 200mA να της δώσουμε ξαφνικά 2A όχι πιο πριν ούτε πιο μετά. Αυτό που θα κάνουμε είναι να πάρουμε τον προηγούμενο παλμό από την έξοδο του Schmitt trigger και να τον στενέψουμε ακόμα περισσότερο.

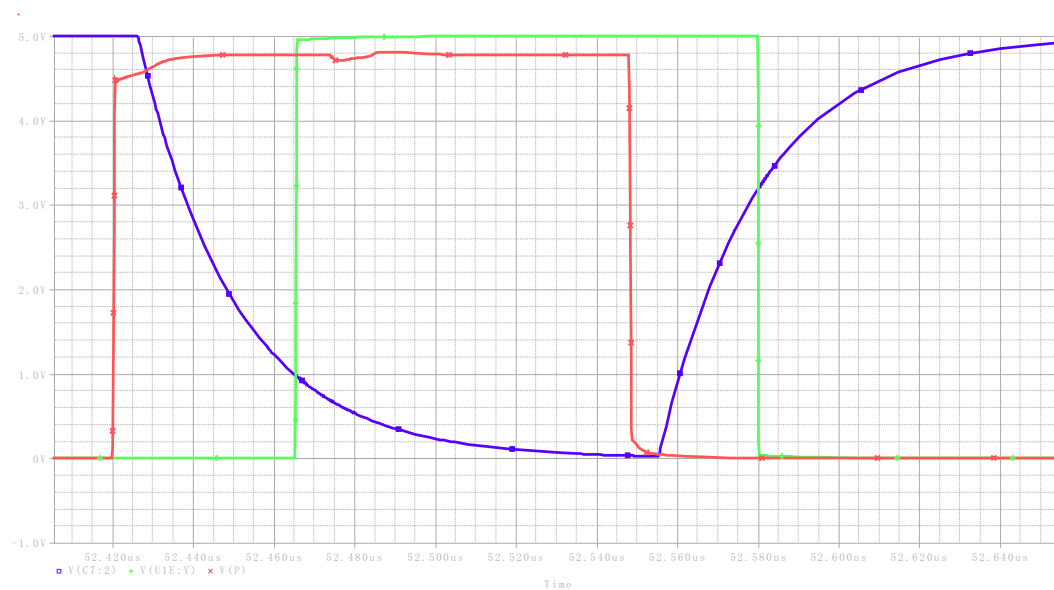


### 3.6.1 Κατασκευή στενού παλμού τάσης

Αρχικά περνάμε το σήμα από δύο ακόμα Schmitt trigger με σκοπό να του εισάγουμε μια καθυστέρηση, να μετατοπίσουμε το σήμα μας στο χρόνο. Για να πετύχουμε μια σημαντική καθυστέρηση βάζουμε ανάμεσα στους δύο Schmitt trigger ένα RC φίλτρο. Παρακάτω βλέπουμε το κύκλωμα και την έξοδό του.



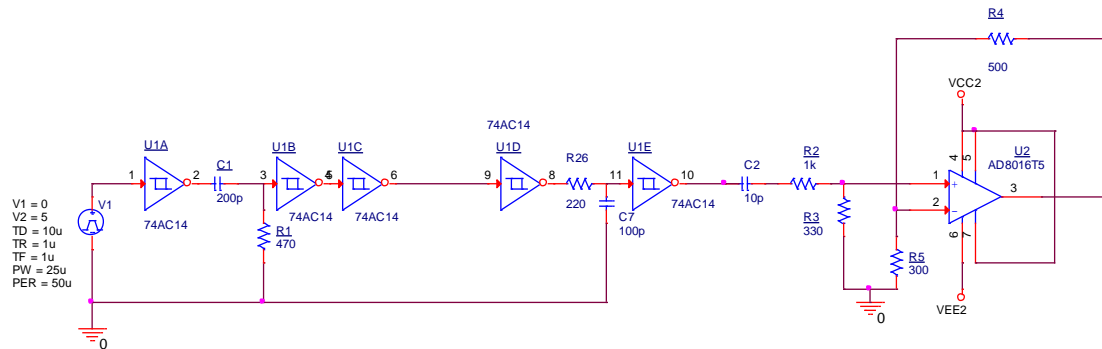
Σχήμα 3.6-1



Έπειτα στόχος μας είναι να μειώσουμε την χρονική διάρκεια του παλμού αυτού ώστε να τροφοδοτήσουμε το τρανζίστορ. Στην συνέχεια θα δούμε το κύκλωμα που θα το επιτύχει αυτό.

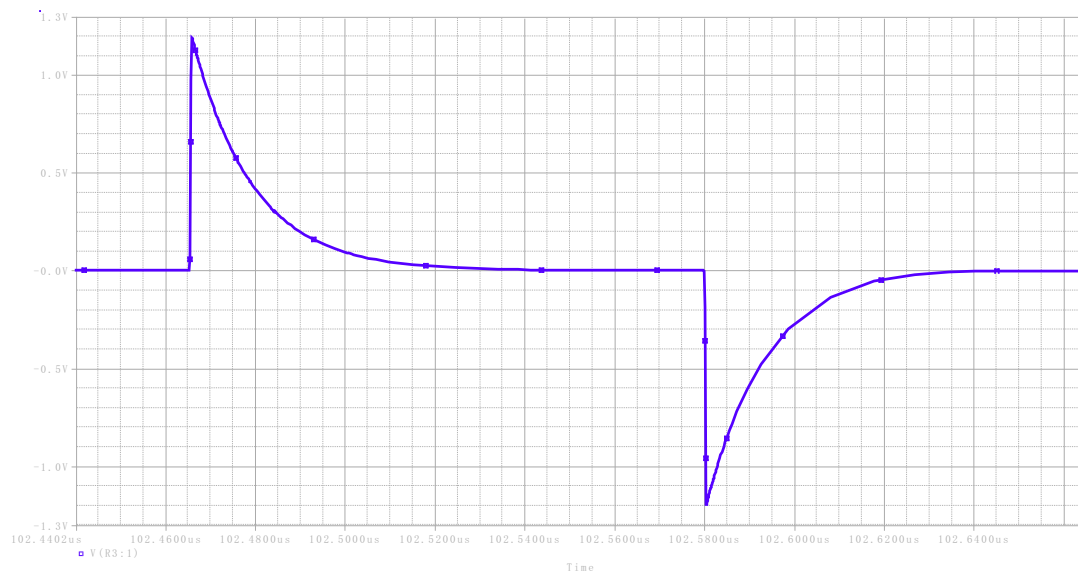
### 3.6.2 Μείωση χρονικής διάρκειας παλμού τάσης

Η κατασκευή αυτού του κυκλώματος γίνεται με την χρήση ενός γρήγορου συγκριτή, που στην μία είσοδό του έχουμε μια dc τάση και στην άλλη ένα σήμα εκθετικής μείωσης. Την εκθετική μείωση την παίρνουμε από μια εκφόρτιση πυκνωτή. Παρακάτω φαίνεται το κύκλωμα που υλοποιήθηκε.



Σχήμα 3.6-2

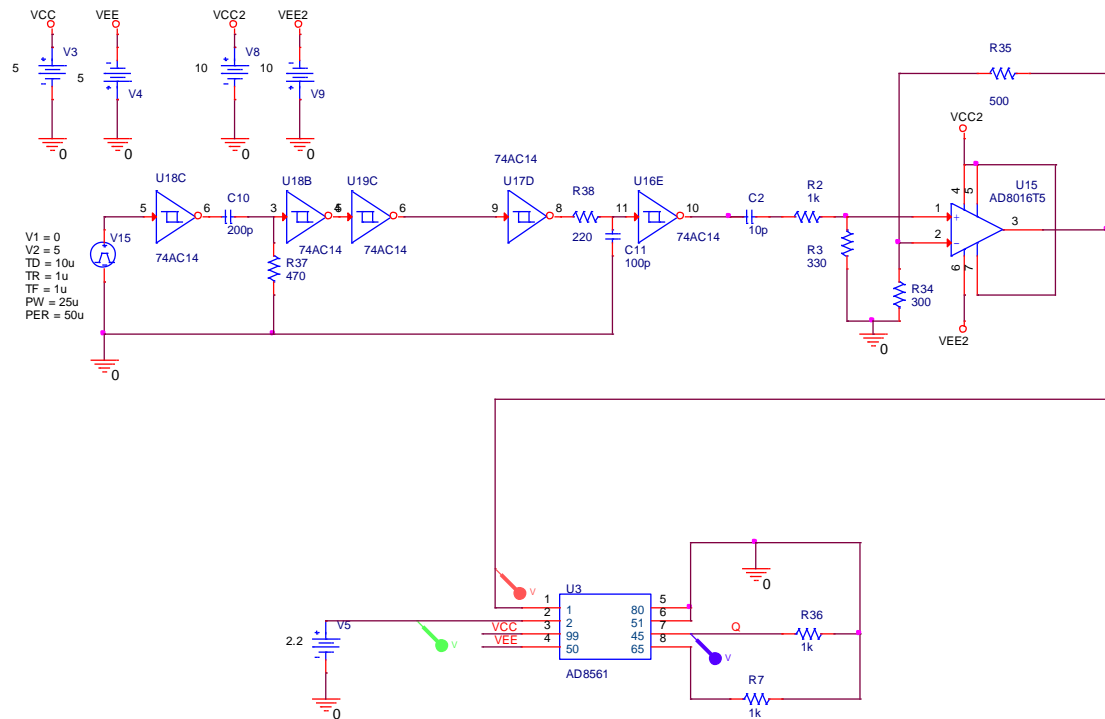
Στην έξοδο του τελευταίου Schmitt Trigger, όπως είπαμε έχουμε ένα παλμό τάσης που του έχουμε εισάγει μια καθυστέρηση και θέλουμε να μικρύνουμε την χρονική διάρκειά του. Στην συνέχεια έχουμε ένα RC κύκλωμα, όπου γίνεται η αρχικά απότομη φόρτιση και στην συνέχεια εκφόρτιση του πυκνωτή. Η έξοδος του RC φίλτρου είναι η ακόλουθη:



Η πρώτη εκφόρτιση του πυκνωτή είναι στο μέτωπο του παλμού ενώ η δεύτερη, που δεν μας ενδιαφέρει και θα κοπεί από τον συγκριτή, είναι στο τέλος. Η έξοδος αυτή δεν μπορεί να τροφοδοτηθεί στον συγκριτή απευθείας. Αφενός γιατί έχουμε μείωση του πλάτους και χρειάζεται ενίσχυση αφετέρου, γιατί ο συγκριτής χρειάζεται αρκετό ρεύμα στην είσοδό του. Έτσι την είσοδο αυτή την περνάμε πρώτα από έναν

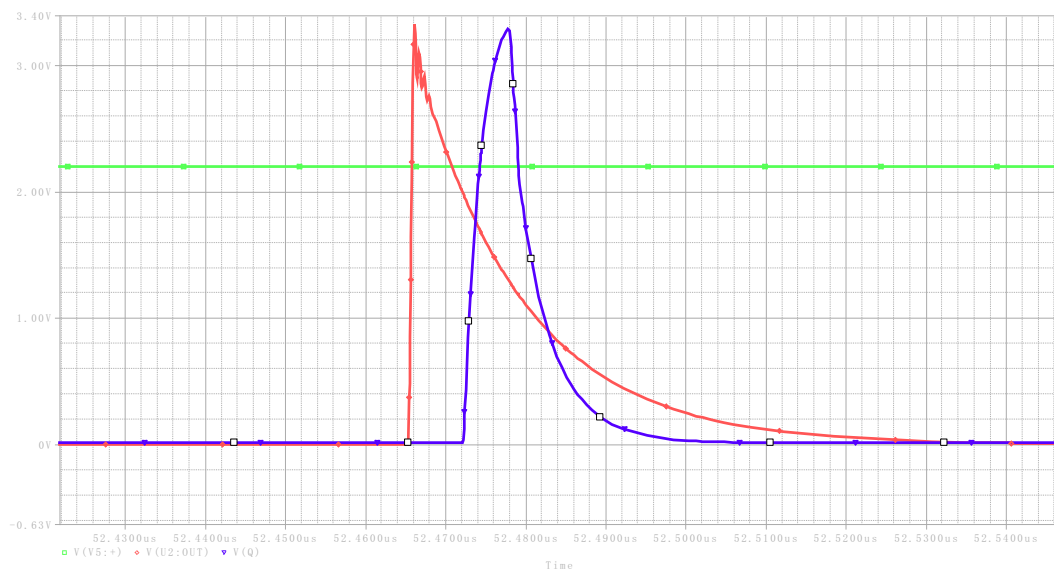
τελεστικός ενισχυτής. Ο τελεστικός εξασφαλίζει την ενίσχυση του σήματος και την τροφοδότηση με ρεύμα του συγκριτή, ενώ ταυτόχρονα απομονώνει ηλεκτρικά το προηγούμενο κύκλωμα από αυτό του συγκριτή.

Στην συνέχεια η έξοδος του παραπάνω κυκλώματος περνάει από τον συγκριτή όπως φαίνεται στο κύκλωμα:

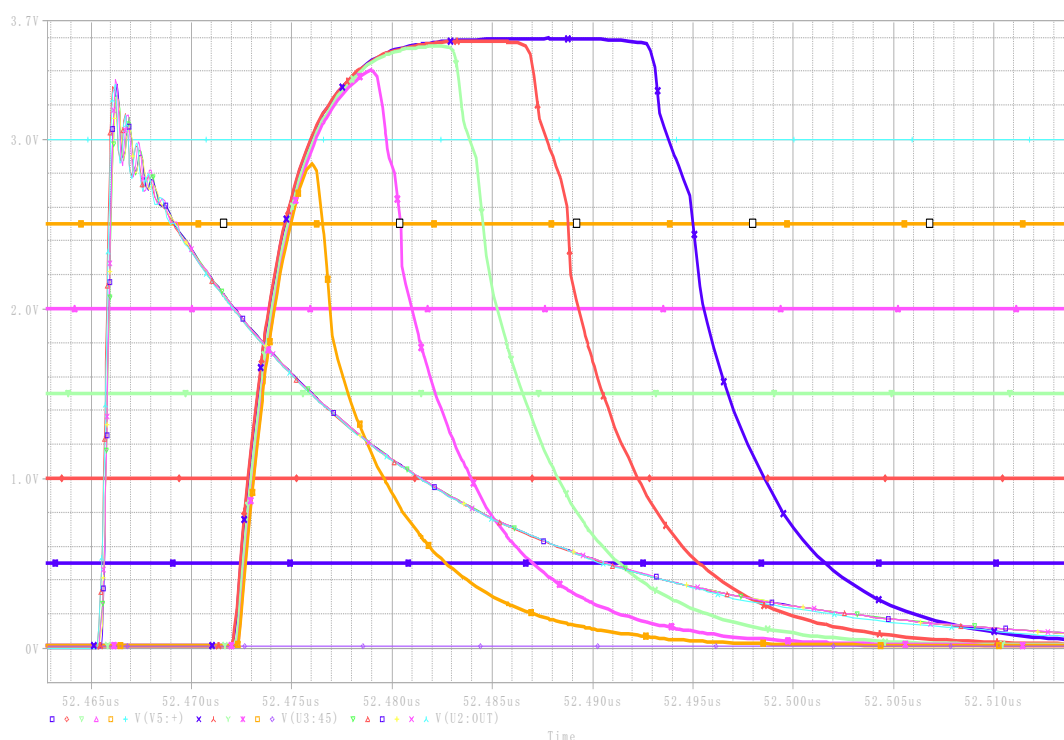


Σχήμα 3.6-3

Παρακάτω βλέπουμε τις εισόδους και την έξοδο του συγκριτή.



Πιο αναλυτικά τώρα για το τι γίνεται στο παραπάνω κύκλωμα. Η κατασκευή του στενού παλμού τάσης επιτυγχάνεται από την έξοδο του συγκριτή. Ο συγκριτής που χρησιμοποιούμε ο AD8561 έχει ψηφιακή έξοδο. Συγκρίνει τις δύο τάσεις εισόδου και αν η τάση στην μη αναστρέφουσα είσοδο είναι μεγαλύτερη σαν έξοδο βγάζει 5V και 0V αν συμβαίνει το ανάποδο. Αν λοιπόν στην μη αναστρέφουσα είσοδο σαν σήμα έχουμε μια εκθετική μείωση, τότε ρυθμίζοντας την dc τάση στην αναστρέφουσα μπορούμε να κάνουμε έλεγχο του πλάτους του παλμού. Ακόμα επιλέχτηκε γιατί έχει πολύ γρήγορη απόκριση 7ns και έτσι μπορεί να κατασκευάσει παλμούς έως αυτής της μικρής διάρκειας. Παρακάτω βλέπουμε την χρονική διάρκεια των παλμών για τις διαφορετικές τιμές της dc τάσης στην είσοδο του συγκριτή.

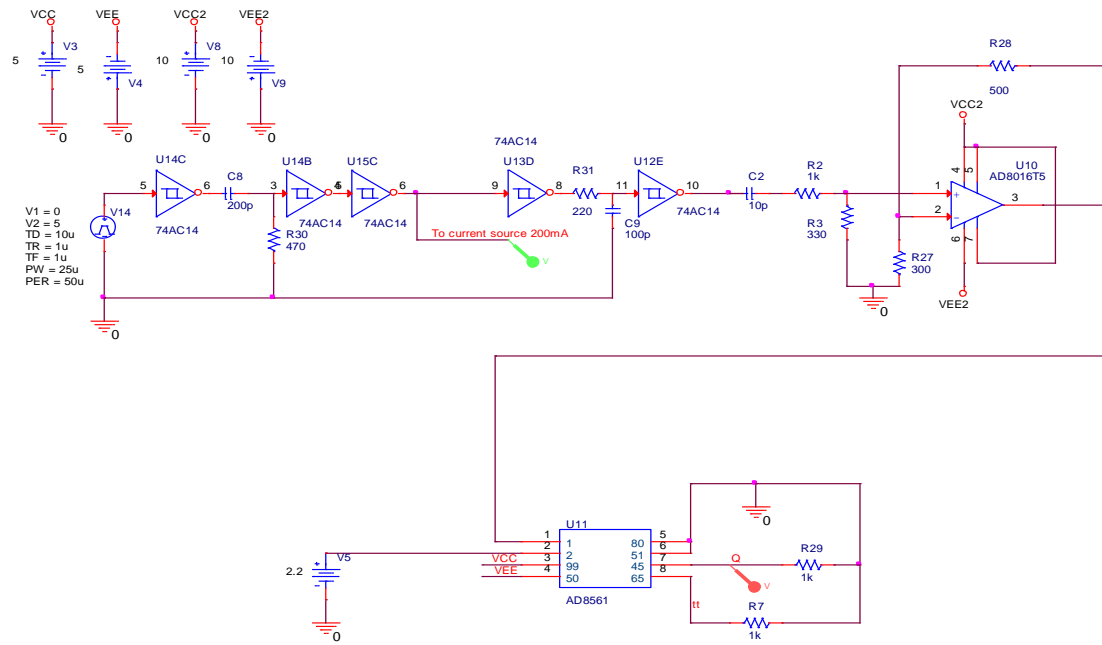


Όπως φαίνεται και στο διάγραμμα, όταν μεγαλύτερο κομμάτι της εκθετικής βρίσκεται πάνω από την dc τάση, η χρονική διάρκεια του παλμού είναι μεγαλύτερη, ενώ στην αντίθετη περίπτωση είναι μικρότερη. Σκοπός μας είναι ο μικρότερος δυνατός παλμός, άρα για να αποφύγουμε και τυχόν ταλαντώσεις της εκθετικής που θα μας δημιουργήσουν πολλαπλούς παλμούς, θα ρυθμίσουμε την τάση γύρω στα 2V. Στην πράξη βέβαια θα υπάρχουν αποκλίσεις, γι' αυτό ο έλεγχος της χρονικής διάρκειας του παλμού θα γίνει από ένα ποτενσιόμετρο, ο για να μπορεί εκείνη την στιγμή να ρυθμιστεί ο μικρότερος δυνατός παλμός που μπορεί, λόγω χωρητικών και επαγωγικών φαινομένων που δεν λαμβάνονται υπόψη στην προσομοίωση, να είναι μεγαλύτερος.

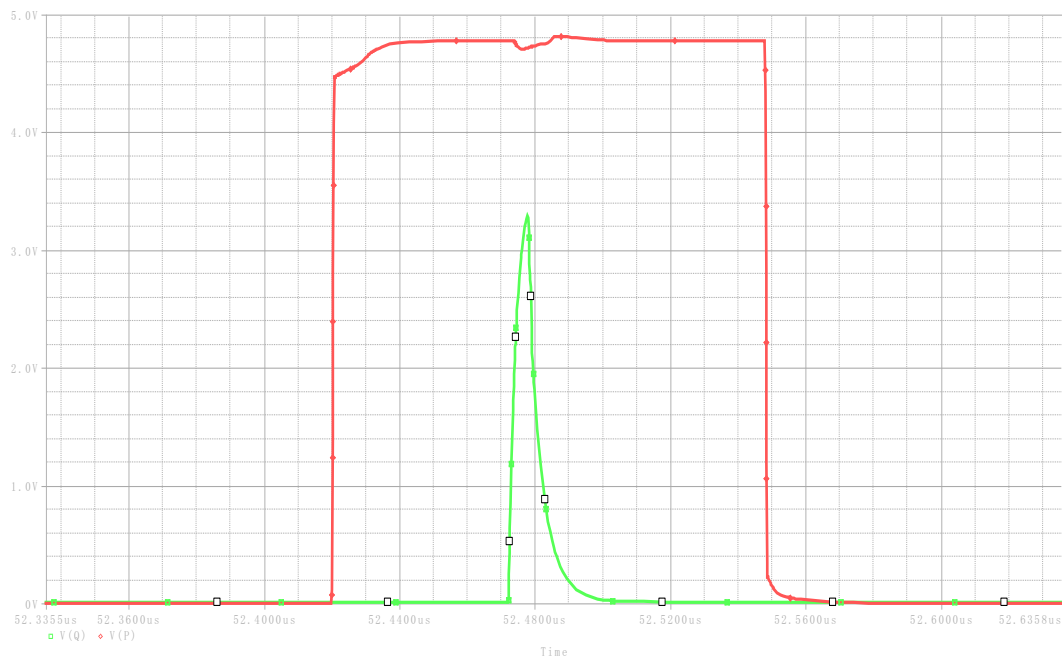
Τώρα έχουμε τους δύο παλμούς που επιθυμούσαμε. Ένα παλμό σχετικά μεγάλης διάρκειας που θα τροφοδοτήσει την δίοδο με 200mA, και έναν δεύτερο πολύ μικρότερης διάρκειας, που μέσα στο χρονικό διάστημα που η δίοδος θα διαρρέεται από 200mA θα την τροφοδοτεί με 2A.

Οι δύο παλμοί πρέπει να είναι συγχρονισμένοι, και να είμαστε βέβαιοι ότι ο ένας θα είναι μέσα στον άλλο. Γι' αυτό με την μέθοδο που περιγράφηκε στα προηγούμενα κεφάλαια, έγινε μείωση της χρονικής διάρκειας του πρώτου για να φτιαχτεί ο δεύτερος. Έτσι τώρα από τα διαφορετικά σημεία του κυκλώματος παίρνουμε του δύο παλμούς και είμαστε βέβαιοι ότι είναι συγχρονισμένοι.

Παρακάτω φαίνεται από ποια σημεία του κυκλώματος παίρνουμε τους δύο παλμούς.

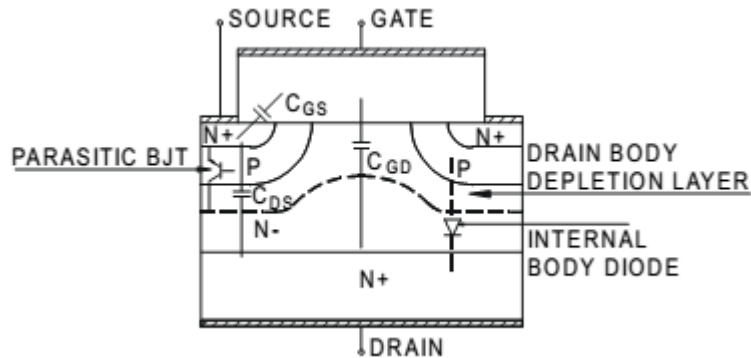


Σχήμα 3.6-4



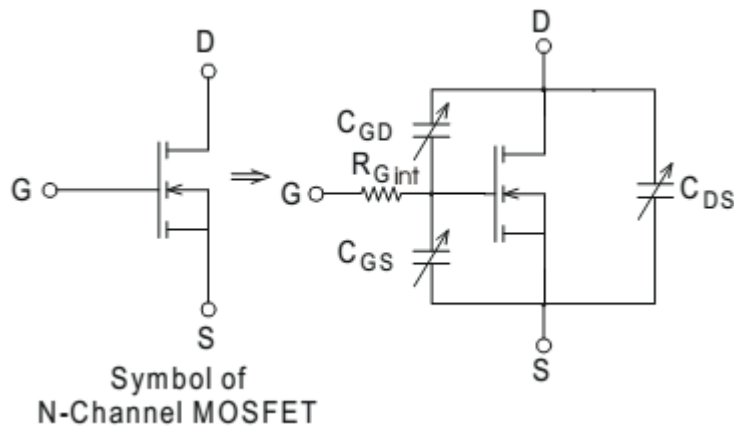
### 3.6.3 Μοντέλο και λειτουργία power nmos στην μεταβατική περίοδο

Ο στενός παλμός τάσης που κατασκευάστηκε πρέπει να μετατραπεί σε παλμός ρεύματος. Αυτό θα γίνει με την χρήση power nmos τρανζίστορ. Ταυτόχρονα χρειάζεται πολύ καλός έλεγχος και ρύθμιση του ρεύματος για να ελέγχουμε και να ξέρουμε πόσο ρεύμα περνάει από την δίοδο Laser. Θα γίνει αρχικά μια περιγραφή στην λειτουργία του power nmos στην μεταβατική περίοδο, για να κατανοηθεί και το κύκλωμα οδήγησης. Παρακάτω φαίνεται η εσωτερική δομή ενός power nmos.



Σχήμα 3.6-5

Απλοποιώντας λίγο το παραπάνω σχήμα μπορούμε να σχεδιάσουμε ένα μοντέλο για το power nmos όπως φαίνεται παρακάτω:



Σχήμα 3.6-6

Ο πυκνωτής  $C_{GS}$  εκφράζει την χωρητικότητα μεταξύ gate και source και χρειάζεται να φορτιστεί μέχρι μια κρίσιμη τάση  $V_{th}$  (τάση κατωφλίου), για να αρχίσει η αγωγή μεταξύ υποδοχής και πηγής. Οι πυκνωτές  $C_{GD}$ ,  $C_{DS}$  εκφράζουν τις χωρητικότητες μεταξύ πύλης-υποδοχής, και υποδοχής-πηγής αντίστοιχα. Η αντίσταση  $R_{Gint}$  είναι η εσωτερική αντίσταση του nmos στην πύλη. Στο παραπάνω μοντέλο οι πυκνωτές είναι μεταβλητοί με εξάρτηση από την  $V_{DS}$ . Όμως όπως θα δούμε και παρακάτω μόνο ο πυκνωτής  $C_{GD}$  μεταβάλλεται σημαντικά με την μεταβολή της  $V_{DS}$ .

Στην πράξη αυτές οι χωρητικότητες δεν μπορούν να μετρηθούν. Οι μετρήσιμες χωρητικότητες είναι οι  $C_{iss}$ ,  $C_{oss}$  και  $C_{rss}$ .

Η  $C_{iss}$  είναι η χωρητικότητα εισόδου και μετράται μεταξύ πύλης και πηγής με βραχυκυκλωμένη την υποδοχή με την πηγή για AC σήματα. Η χωρητικότητα  $C_{iss}$  προκύπτει από την άθροιση της  $C_{GD}$  με την  $C_{GS}$ , επειδή είναι παράλληλες. Άρα:

$$C_{iss} = C_{GS} + C_{GD} \quad (3.6.1)$$

Η  $C_{oss}$  είναι η χωρητικότητα εξόδου και μετράται μεταξύ υποδοχής και πηγής με την βραχυκυκλωμένη την πύλη με την πηγή για AC σήματα. Η χωρητικότητα  $C_{oss}$  προκύπτει από την άθροιση της  $C_{DS}$  με την  $C_{GD}$ , επειδή είναι παράλληλες. Άρα:

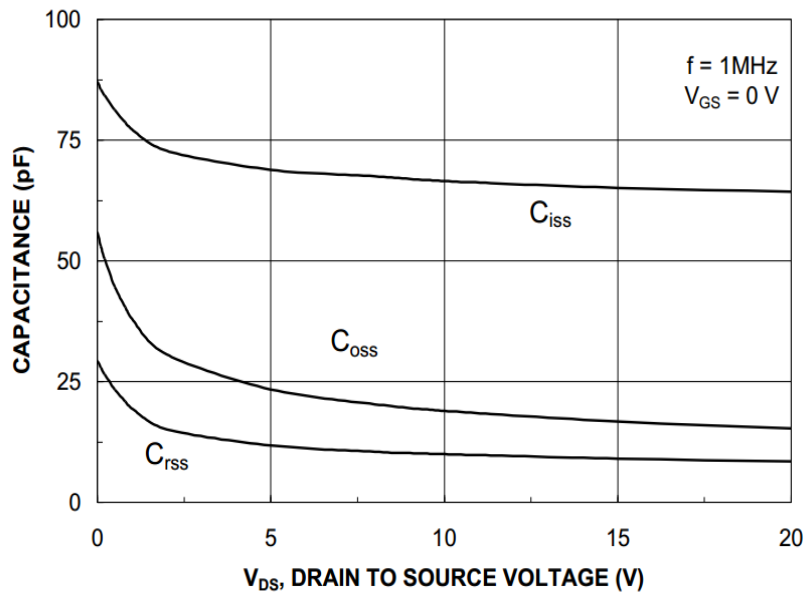
$$C_{oss} = C_{DS} + C_{GD} \quad (3.6.2)$$

Η  $C_{rss}$  είναι η ανάστροφη χωρητικότητα μεταφοράς (reversed transfer capacitance), ή αλλιώς χωρητικότητα Miller και μετράται μεταξύ υποδοχής και πύλης με την πηγή γειωμένη. Η χωρητικότητα  $C_{rss}$  σε αυτή την περίπτωση ταυτίζεται με την  $C_{GD}$ . Άρα:

$$C_{rss} = C_{GD} \quad (3.6.3)$$

Στο κύκλωμα χρησιμοποιήθηκε το τρανζίστορ FDG6317. Για το τρανζίστορ αυτό ισχύουν για  $V_{DS} = 10V$ ,  $C_{iss} = 66,5pF$ ,  $C_{oss} = 19pF$ ,  $C_{rss} = 10pF$  και  $R_G = 5.8\Omega$ .

Αναφορικά τώρα με την μεταβολή των χωρητικοτήτων αυτών με την μεταβολή της  $V_{DS}$ , από τα χαρακτηριστικά του ο κατασκευαστής δίνει την παρακάτω γραφική παράσταση:



Σχήμα 3.6-7

Για τις χωρητικότητες θα ισχύει:

$$C_{GD} = C_{r_{ss}} \quad (3.6.4)$$

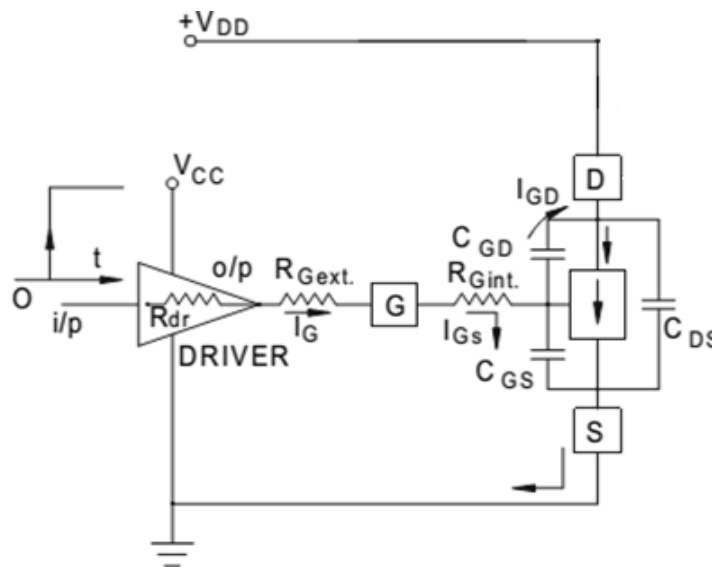
$$C_{GS} = C_{i_{ss}} - C_{GD} \quad (3.6.5)$$

$$C_{DS} = C_{o_{ss}} - C_{GD} \quad (3.6.6)$$

Από τη γραφική και τις παραπάνω εξισώσεις βλέπουμε ότι γενικά, η  $C_{GS}$  παραμένει σταθερή, ενώ οι  $C_{GD}$  και  $C_{DS}$  μεταβάλλονται στην αρχή αργά και έπειτα δραματικά καθώς η  $V_{DS}$  μειώνεται κάτω από τα 5V.

Με βάση όσα είπαμε μέχρι τώρα, θα περιγράψουμε την λειτουργία του ηmos όταν σε αυτό έρθει ένα μεγάλο θετικό μέτωπο παλμού. Θα χρειαστούμε για την μελέτη την μέγιστη και την ελάχιστη τιμή της χωρητικότητας  $C_{GD}$ . Έστω  $C_{GD_H}$  η μέγιστη τιμή της και  $C_{GD_L}$  η ελάχιστη.

Παρακάτω φαίνεται το κύκλωμα που θα στηριχτούμε, για να περιγράψουμε το φαινόμενο (turn-on phenomenon).

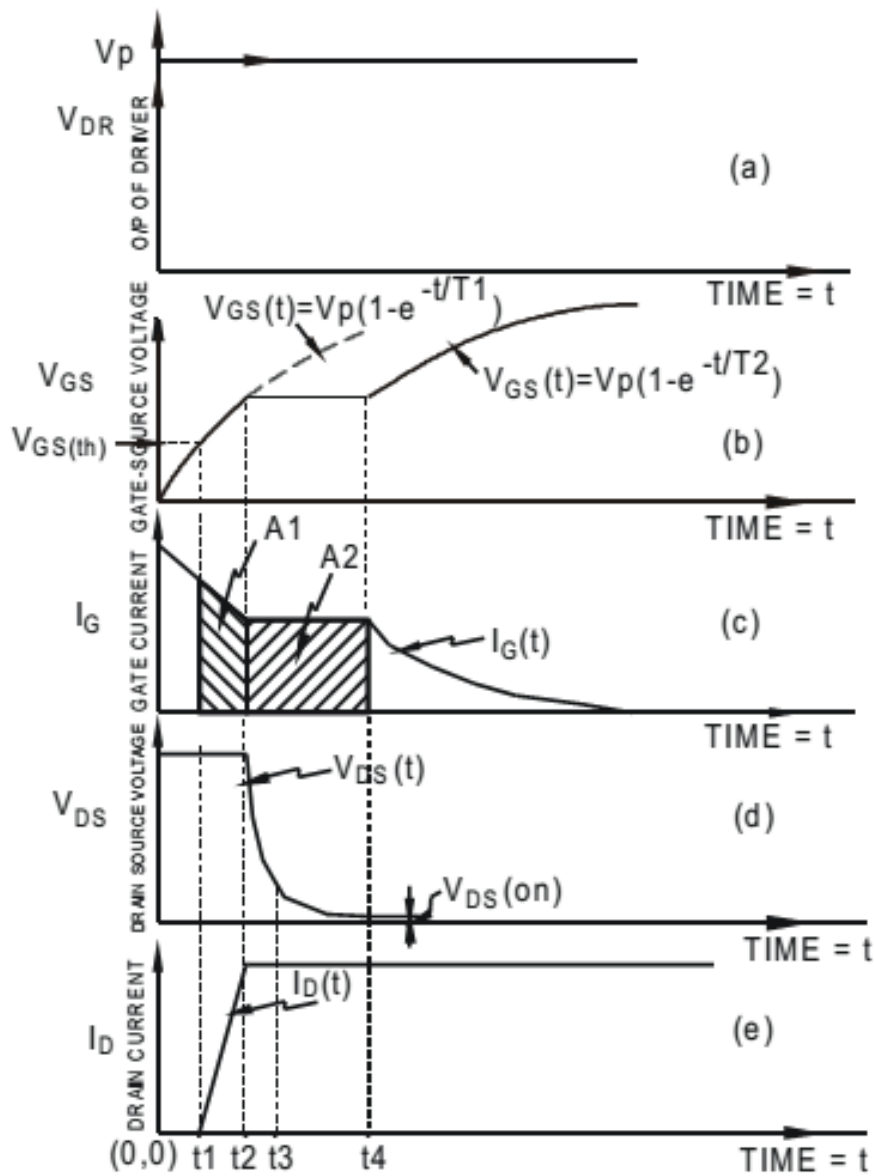


Σχήμα 3.6-8

Το παραπάνω κύκλωμα χρησιμοποιείται για να μετρηθεί η πορεία φόρτισης της πύλης του τρανζίστορ. Το τρανζίστορ έχει αντικατασταθεί με το ισοδύναμο μοντέλο που αναφέραμε και νωρίτερα, με τις παραμέτρους που χρειάζονται για να περιγράψουμε τα μεταβατικά φαινόμενα. Η έξοδος από τον τελεστικό ενισχυτή συνδέεται με την πύλη του τρανζίστορ μέσω μιας αντίστασης  $R_{Gext}$ . Η αντίσταση  $R_{dr}$  εκφράζει την αντίσταση εξόδου του τελεστικού.



Όταν τώρα έρθει ένα θετικό μέτωπο παλμού στην είσοδο του τελεστικού, όπως φαίνεται και στο σχήμα, θα ενισχυθεί και στην συνέχεια θα τροφοδοτηθεί η πύλη του τρανζίστορ μέσω της αντίστασης  $R_{Gext}$ . Η τάση εξόδου του τελεστικού ενισχυτή έστω ότι είναι  $V_p$ . Η ταχύτητα τώρα με την οποία θα αυξηθεί η τάση  $V_{GS}$  εξαρτάται από την τιμή της συνολικής αντίστασης σε σειρά, που είναι,  $R_{dr} + R_{Gext} + R_{Gint}$ , και από την σύνθετη χωρητικότητα  $C_{GD} + C_{GS}$ . Παρακάτω φαίνονται τα διαγράμματα σε συνάρτηση με το χρόνο των διαφόρων μεταβλητών.



Σχήμα 3.6-9

Από την χρονική στιγμή  $t = 0$  μέχρι την χρονική στιγμή  $t_1$ , οι πυκνωτές  $C_{GS}$  και  $C_{GD_L}$  φορτίζουν εκθετικά με σταθερά χρόνου  $T_1 = (R_{dr} + R_{Gext} + R_{Gint}) \cdot (C_{GS} + C_{GD_L})$ . Μέχρι η τάση  $V_{GS}$  να φτάσει στην τάση κατωφλίου  $V_{th}$ . Σε αυτήν την περίοδο δεν επηρεάζεται ούτε η τάση στην υποδοχή που παραμένει  $V_{DD}$  αλλά ούτε και το ρεύμα  $I_D$  που είναι ακόμα μηδέν. Το χρονικό διάστημα αυτό στα χαρακτηριστικά των τρανζίστορ είναι το turn-on delay. Ακόμα σε αυτό το διάστημα καθώς αυξάνει εκθετικά η  $V_{GS}$ , το ρεύμα μειώνεται εκθετικά αντίστοιχα καθώς είναι ένα RC κύκλωμα.

Μετά την χρονική στιγμή  $t_1$ , καθώς η  $V_{GS}$  αυξάνει πάνω από την τάση κατωφλίου, το τρανζίστορ μπαίνει στην γραμμική περιοχή και το ρεύμα  $I_D$  αρχίζει να αυξάνει ραγδαία. Όπως περιγράψαμε και νωρίτερα, η χωρητικότητα  $C_{GD}$  σε αυτό το χρονικό διάστημα αυξάνεται από  $C_{GD_L}$  σε  $C_{GD_H}$ , και το ρεύμα  $I_G$  από τον τελεστικό κατευθύνεται στην φόρτιση της αυξημένης χωρητικότητας  $C_{GD_H}$ .

Στο χρονικό διάστημα  $t_2$  με  $t_4$  γίνεται απότομη εκφόρτιση της χωρητικότητας  $C_{GD}$  που συμβάλει στην απότομη πτώση της τάσης στην υποδοχή. Στο χρονικό διάστημα αυτό η τάση  $V_{GS}$  και το ρεύμα  $I_{GS}$  παραμένουν σταθερά και η περιοχή αυτή λέγεται περιοχή Miller.

Μετά την χρονική στιγμή  $t_4$  η  $V_{GS}$  αυξάνει ξανά εκθετικά με σταθερά χρόνου

$$T_2 = (R_{dr} + R_{Gext} + R_{Gint}) \cdot (C_{GS} + C_{GD_H})$$

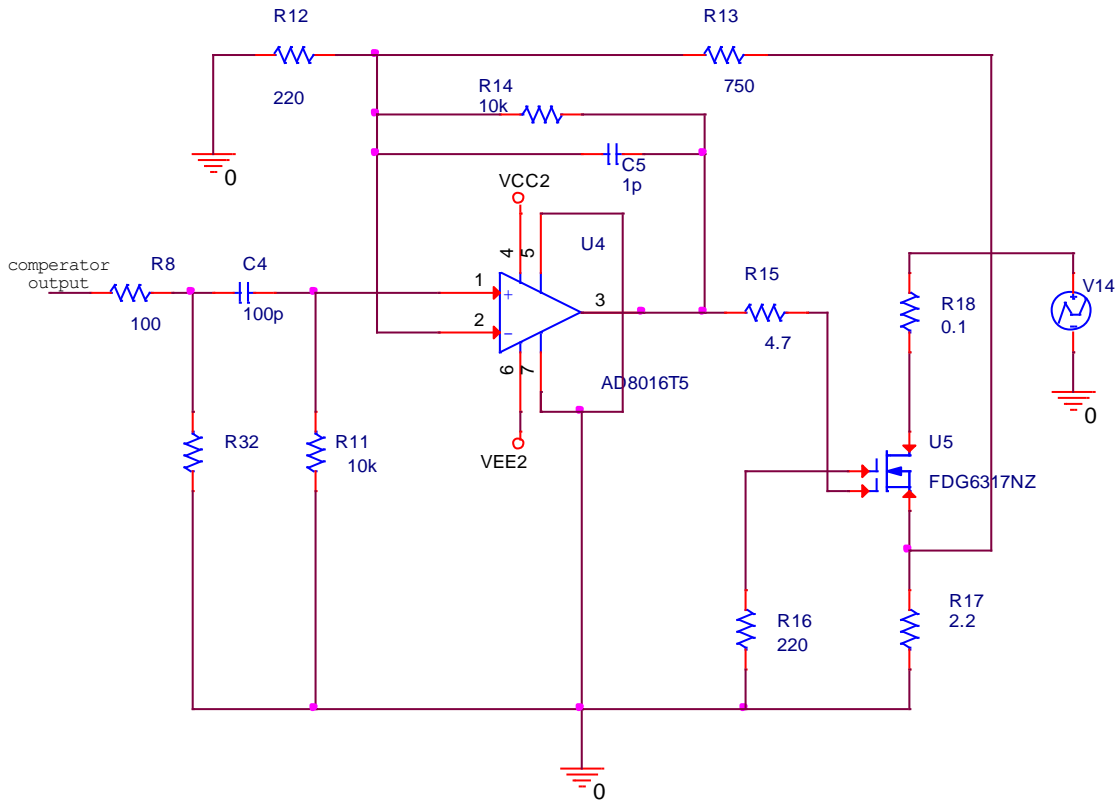
Όταν η  $V_{GS}$  φτάνει στην τελική της τιμή, ταυτόχρονα η  $V_{DS}$  φτάνει στην χαμηλότερή της τιμή που θα είναι  $V_{DS} = I_{DS} \cdot R_{DS_{on}}$ .

Ακριβώς η αντίστροφη διαδικασία γίνεται όταν από την κόρο περνάει στην αποκοπή το τρανζίστορ (turn-off phenomena).

Το συμπέρασμα που βγαίνει από την παραπάνω περιγραφή της λειτουργίας του mosfet, είναι ότι για να καταφέρουμε να πετύχουμε πολύ μικρούς χρόνους ανόδου και καθόδου στο σήμα, θα πρέπει να φορτιστούν και να εκφορτιστούν με μεγάλη ταχύτητα οι χωρητικότητες που αναφέρθηκαν. Το κύκλωμα οδήγησης που κατασκευάστηκε στόχο έχει να πετύχει ακριβώς αυτό.

### 3.6.4 Κύκλωμα Οδήγησης του ηmos

Το κύκλωμα οδήγησης που σχεδιάστηκε φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 3.6-10

Το παραπάνω κύκλωμα είναι ένα κύκλωμα κλειστού βρόχου με ανάδραση της εξόδου, που είναι η τάση στα άκρα της αντίστασης  $R_{17}(2.2\Omega)$ , μέσω της  $R_{13}(750\Omega)$  στην είσοδο. Σχετικά τώρα με τη λειτουργία του κυκλώματος.

Ας υποθέσουμε αρχικά ότι δεν υπάρχει η αντίσταση  $R_{13}(750\Omega)$ . Ο ενισχυτής είναι σε μη αναστρέφουσα συνδεσμολογία και η τάση εξόδου ακολουθεί την είσοδο ενισχύοντάς την με ένα κέδρος ίσο με τον λόγο των αντιστάσεων  $K = \frac{R_{14}}{R_{12}}$ . Επειδή ο λόγος αυτός είναι τεράστιος ( $K = 45$ ), για τάσεις εισόδου πάνω από  $0,2V$  ο ενισχυτής φτάνει στον κόρο και δίνει τάση εξόδου  $10V$  (αφού  $V_{CC2} = 10V = -V_{EE2}$ ). Στην πράξη στο κύκλωμά μας, η τάση στην είσοδο του ενισχυτή είναι πάντα μεγαλύτερη από  $0,2V$ , οπότε αν δεν υπάρχει η αντίσταση  $R_{13}(750\Omega)$ , όταν έρχεται ένας παλμός θα πηγαίνει πάντα στον κόρο, και το τρανζίστορ θα άγει.

Ας δούμε τώρα τι συμβαίνει όταν έχουμε συνδέσει την αντίσταση  $R_{13}(750\Omega)$ . Με την αντίσταση αυτή η τάση στην αντίσταση  $R_{17}(2,2\Omega)$ , που είναι και η τάση στην ακροδέκτη της πηγής του τρανζίστορ, σταθεροποιείται στην τιμή:

$$V_S = \frac{R_{13}}{R_{12}} V_{in} \quad (3.6.7)$$

Όπου  $V_{in}$  η τάση στην μη αναστρέφουσα είσοδο του τελεστικού ενισχυτή.

Για το ρεύμα τώρα θα ισχύει ότι:

$$I_D = \frac{v_S}{R_{17}} \quad (3.6.8)$$

Όμως από την εξίσωση του τρανζίστορ στην περιοχή του κόρου (3.5.2) που δουλεύουμε έχουμε ότι:

$$I_D = \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (V_{GS} - V_t)^2$$

Αντικαθιστώντας τώρα την στην παραπάνω σχέση θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{V_S}{R_{17}} &= \left( \frac{I_{DSS}}{V_t^2} \right) (V_{GS} - V_t)^2 \Rightarrow \\ (V_{GS} - V_t)^2 &= \frac{v_S}{R_{17}} \left( \frac{V_t^2}{I_{DSS}} \right) \Rightarrow \\ V_G - V_S &= \sqrt{\frac{V_S}{R_{17}} \left( \frac{V_t^2}{I_{DSS}} \right)} + V_t \Rightarrow \\ V_G &= \left( \sqrt{\frac{R_{13} V_{in}}{R_{12} R_{17} I_{DSS}}} + 1 \right) V_t + \frac{R_{13}}{R_{12}} V_{in} \quad (3.6.9) \end{aligned}$$

Άρα η τάση στην πύλη του τρανζίστορ δίνεται από την παραπάνω σχέση σε εξάρτηση από την τάση εισόδου του τελεστικού ενισχυτή.

Η παραπάνω σχέσεις ισχύουν μόνο όταν το κύκλωμα είναι σε ηρεμία και έχουν τελειώσει τα μεταβατικά φαινόμενα. Γι' αυτό οι παραπάνω τάσεις είναι dc τάσεις. Ας δούμε τι συμβαίνει τώρα στην μεταβατική περίοδο, όταν η είσοδος από μηδέν αυξάνεται στην μέγιστη τιμή της,  $V_{in}$ .

Καθώς αυξάνεται η τάση στην μη αναστρέφουσα είσοδο του τελεστικού ενισχυτή αυτός, λόγω του μεγάλου κέρδους που αναφέραμε και νωρίτερα (εξαιτίας της αντίστασης  $R_{14} = 10k\Omega$ ), τείνει να αυξήσει την τάση στην έξοδό του και να φτάσει στον κόρο δηλαδή στα 10V. Για να μπορέσει να αυξήσει την τάση όμως, πρέπει να αυξήσει αντίστοιχα και το ρεύμα, που μέσω της αντίστασης  $R_{15}$  φορτίζει την χωρητικότητα της πύλης του τρανζίστορ. Η λειτουργία του τρανζίστορ καθώς αυξάνει η τάση της πύλης εξηγείται αναλυτικά στο κεφάλαιο 3.6.3.

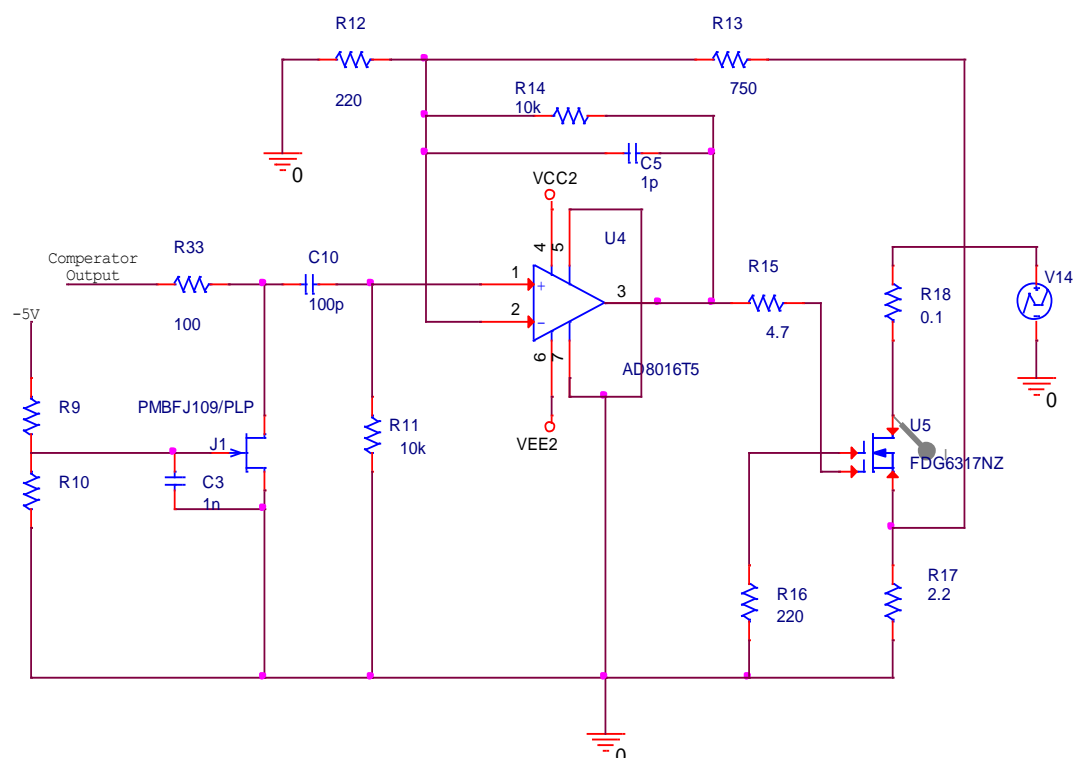
Για τον παραπάνω λόγο ο τελεστικός ενισχυτής θα πρέπει να έχει την δυνατότητα, εκτός από την γρήγορη απόκριση μερικών ns για να μπορεί να ενισχύσει σήματα τέτοιας χρονικής διάρκειας, να μπορεί να δίνει και στην έξοδό του μεγάλο ρεύμα. Για αυτό επιλέχθηκε ο AD8016. Έχει ρεύμα εξόδου έως 600mA και χρόνους ανόδου και καθόδου για  $2V_{pp}$  στα 2ns.

Στο κύκλωμα τώρα, στην πραγματικότητα η μέγιστη τάση που μπορεί να φτάσει η έξοδος του τελεστικού δεν είναι 10V. Αλλά περίπου η τάση που υπολογίστηκε παραπάνω λόγω της ανάδρασης μέσω της αντίστασης  $R_{13}$  (750 $\Omega$ ) (περίπου γιατί η πτώση τάσης στην αντίσταση  $R_{15}$  είναι πολύ μικρή αφού  $R_{15} = 4.7\Omega$ ). Με αυτόν τον τρόπο, στην προσπάθειά του ο τελεστικός να φτάσει στα 10V, δίνει πολύ ρεύμα φορτίζοντας τις χωρητικότητες της πύλης πολύ γρήγορα και σταματάει ακριβώς στην τάση  $V_G$  που υπολογίστηκε στην (3.6.9). Έτσι ο ενισχυτής δίνει στο τρανζίστορ, ανεξάρτητα από την τάση εξόδου, όσο δυνατόν περισσότερο ρεύμα για να φτάσει στην επιθυμητή τάση η πύλη του που καθορίζεται από την τάση εισόδου του ενισχυτή.

Με τον έλεγχο της τάσης εισόδου, ελέγχουμε την τάση στην αντίσταση  $R_{17}$  και άρα το ρεύμα. Μπορούμε να φτιάξουμε έτσι έναν στενό παλμό ρεύματος, της τάξης των 1 με 2A και να τροφοδοτήσουμε την διόδο laser συνδέοντάς την στην υποδοχή του τρανζίστορ (drain).

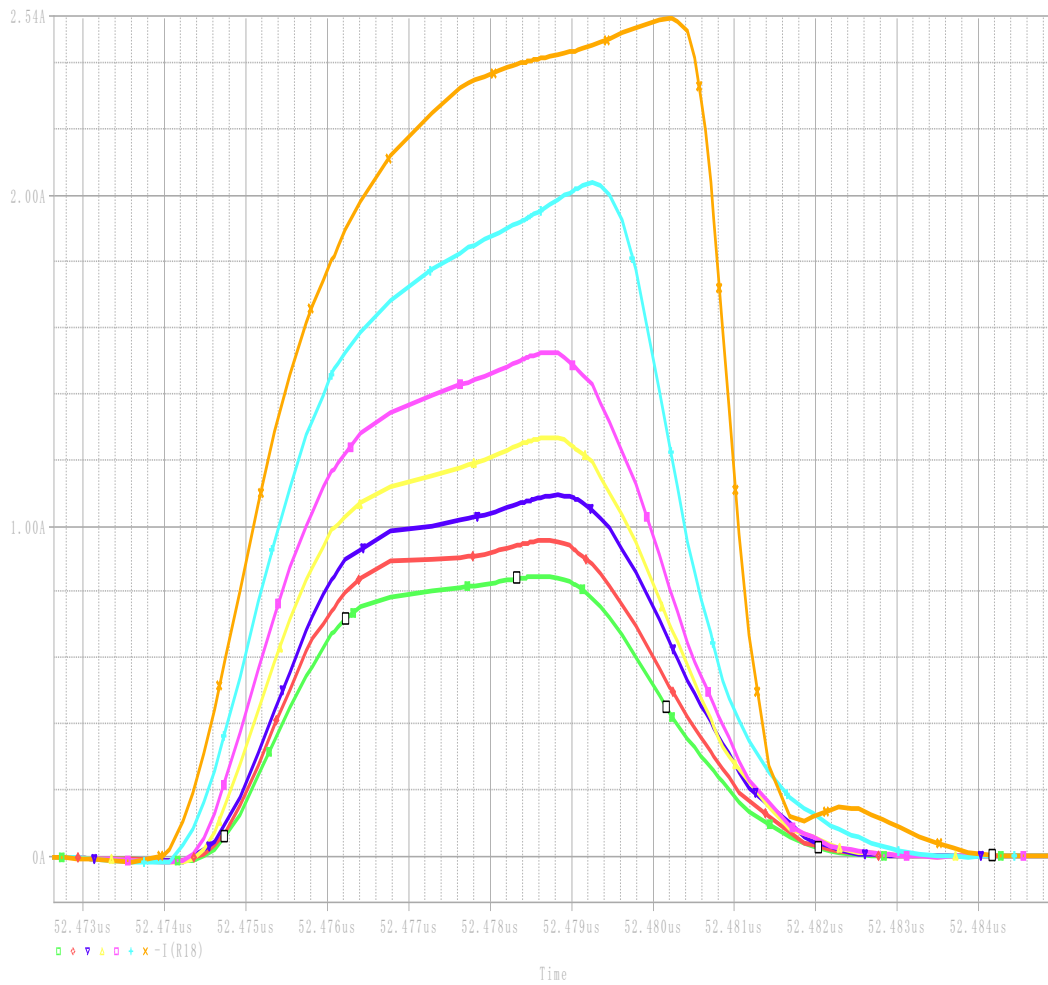
Για τον έλεγχο της τάσης βέβαια θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένα ποτενσιόμετρο που θα διαιρεί την τάση εισόδου του τελεστικού ενισχυτή. Αυτόν τον ρόλο παίζει και η αντίσταση  $R_{32}$  που βρίσκεται στο σχέδιο, ενώ ο πυκνωτής  $C_4$  και η αντίσταση  $R_{11}$ , τοποθετήθηκαν για τη κατασκευή υπεραποπαικτικού φίλτρου που αφήνει να περάσει μόνο η μεταβολή του σήματος και κόβει τις πιο χαμηλές συχνότητες. Ο πυκνωτής  $C_5$  τοποθετήθηκε παράλληλα με την  $R_{14}$  κάνοντας τον τελεστικό να δουλεύει σαν ολοκληρωτής στις υψηλές συχνότητες, εξομαλύνοντας τις κυματώσεις που δημιουργούνταν από τον AD8016 κατά την προσομοίωση.

Το κύκλωμα βέβαια δεν έχει ένα απλό ποτενσιόμετρο, αλλά ποτενσιόμετρο για υψηλές συχνότητες, όπως περιγράφηκε και στο κεφάλαιο (3.5.4). Άρα το τελικό κύκλωμα θα είναι:



Σχήμα 3.6-11

Μεταβάλλοντας τώρα το ποτενσιόμετρο για τις διάφορες τιμές της τάσης εισόδου το ρεύμα εξόδου φαίνεται στην παρακάτω προσομοίωση.

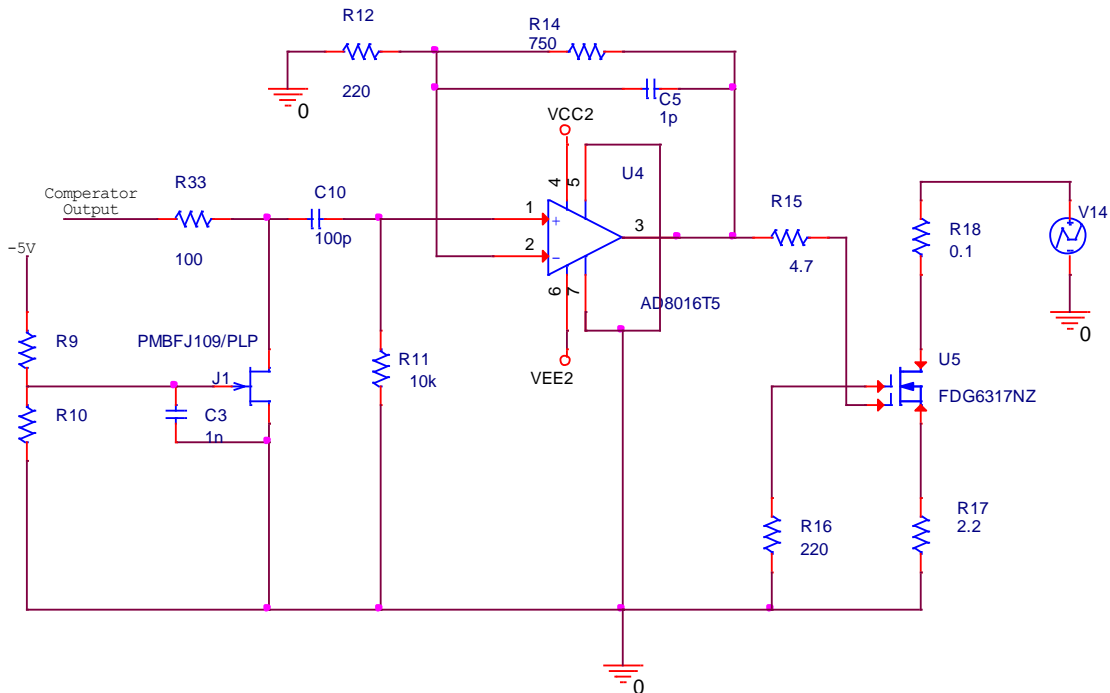


Σχήμα 3.6-12

Το πλάτος των παλμών είναι γύρω στα 5ns.

### 3.6.5 Πλεονεκτήματα του κυκλώματος με ανάδραση της εξόδου στην είσοδο

Θα μπορούσαμε να υλοποιήσουμε το κύκλωμα χωρίς την αντίσταση  $R_{13}$ , με μικρότερη τιμή στην αντίσταση  $R_{14}$  για την ενίσχυση, που θα έχει τέτοια τιμή που για τις τάσεις εισόδου που έχουμε να μην φτάνει ο τελεστικός στον κόρο. Ρυθμίζοντας την τάση εισόδου με το ποτενσιόμετρο να ρυθμίζαμε την τάση εξόδου και άρα την τάση στην πύλη του τρανζίστορ και επομένως το ρεύμα που θα διέρχεται από αυτό. Το κύκλωμα θα ήταν της παρακάτω μορφής:



Σχήμα 3.6-13

Όπως περιγράφηκε και στην ενότητα (3.6.3) ο χρόνος φόρτισης της πύλης του τρανζίστορ όταν έρθει ένα θετικό μέτωπο παλμού είναι:

$$T = (R_{dr} + R_{Gext} + R_{Gint}) \cdot (C_{GS} + C_{GD})$$

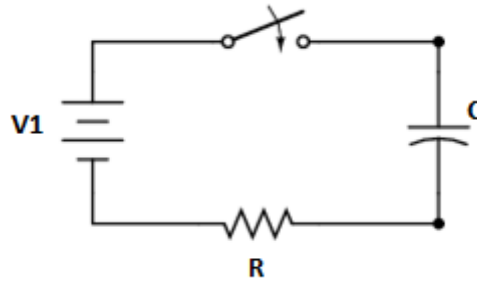
Παίρνουμε εδώ έναν πιο απλοποιημένο τύπο, θεωρώντας ότι οι πυκνωτές δεν μεταβάλλονται. Ενώ για το κύκλωμά μας ισχύει  $R_{Gext} = R_{15}$ . Θα μελετήσουμε αρχικά πιο ποιοτικά το κύκλωμα, για την καλύτερη κατανόηση.

Όταν έρχεται το θετικό μέτωπο του παλμού, έχουμε φόρτιση των πυκνωτών μέχρι να η τάση στην πύλη να γίνει:

$$V_G = \frac{R_{14}}{R_{12}} V_{in} \quad (3.6.10)$$

Όπου  $V_{in}$  η τάση στην μη αναστρέφουσα είσοδο του τελεστικού ενισχυτή.

Παίρνοντας τώρα το απλοποιημένο κύκλωμα που φαίνεται παρακάτω:



Για την τάση θα έχουμε:

$$V_1 = V_c + IR \Rightarrow$$

$$V_1 = V_c + C \frac{dV_c}{dt} R \Rightarrow$$

$$\frac{dV_c}{V_1 - V_c} = \frac{dt}{RC} \Rightarrow$$

$$-\ln(V_1 - V_c) = \frac{t}{RC} + K \Rightarrow$$

$$V_1 - V_c = e^{-\frac{t}{RC} + K} \Rightarrow$$

$$V_c = V_1 - e^{-\frac{t}{RC} + K}$$

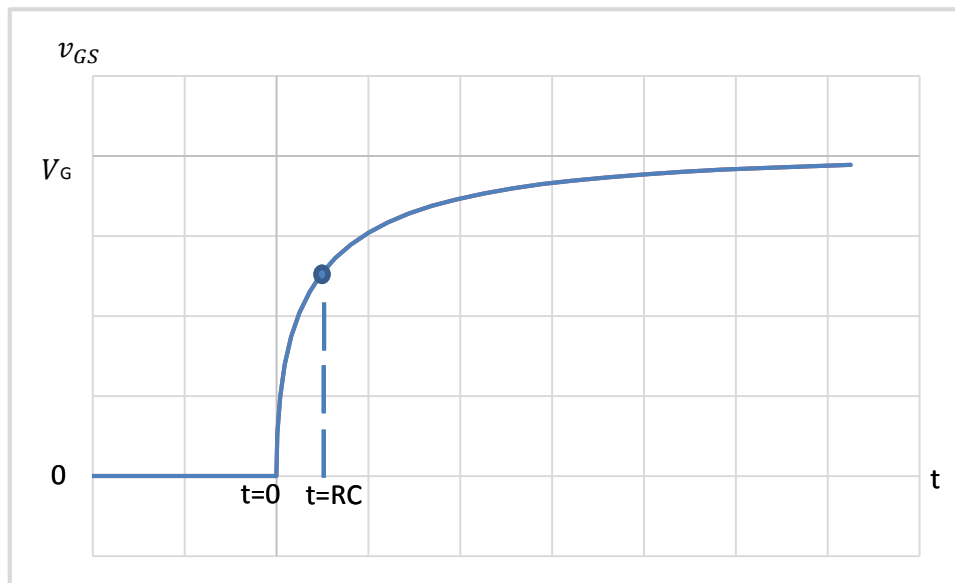
Για  $t=0$  ισχύει  $V_c = 0$ , οπότε:  $e^K = V_1$ , άρα τελικά θα έχουμε:

$$V_c = V_1 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \quad (3.6.11)$$

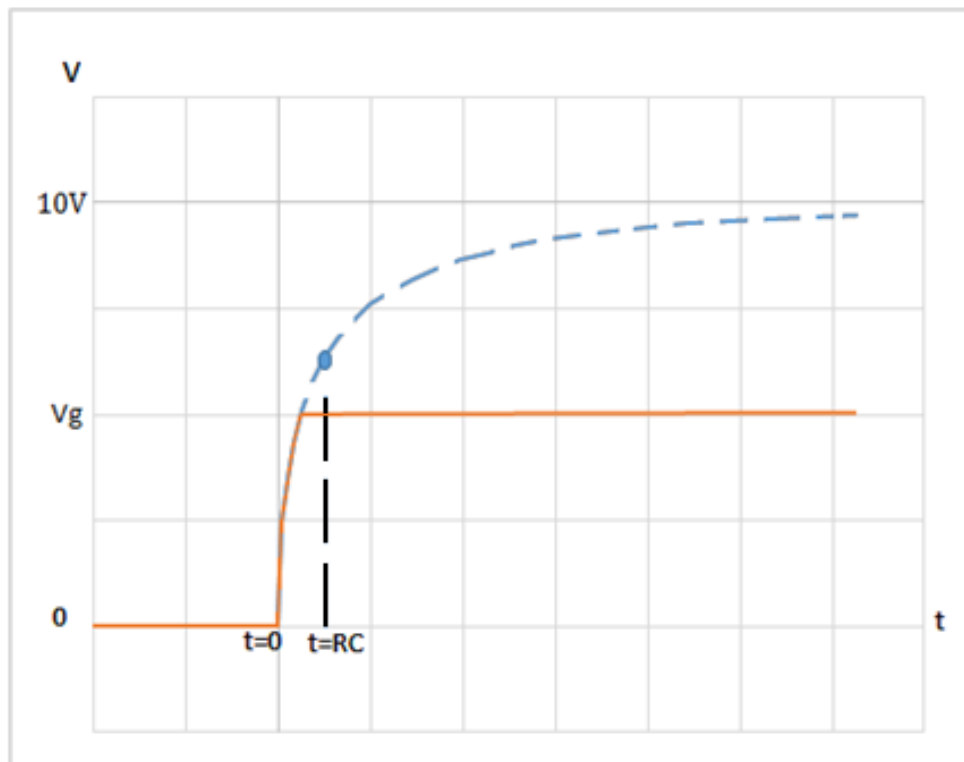
Αν τώρα βάλουμε όπου  $C = C_{GS} + C_{GD}$ ,  $R = R_{dr} + R_{Gext} + R_{Gint}$ , και  $V_c = v_{GS}$  μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το παραπάνω κύκλωμα προσομοιάζει την φόρτιση του πυκνωτή της πύλης.



Η γραφική παράσταση λοιπόν, της τάσης  $v_{GS}$  θα είναι η ακόλουθη:

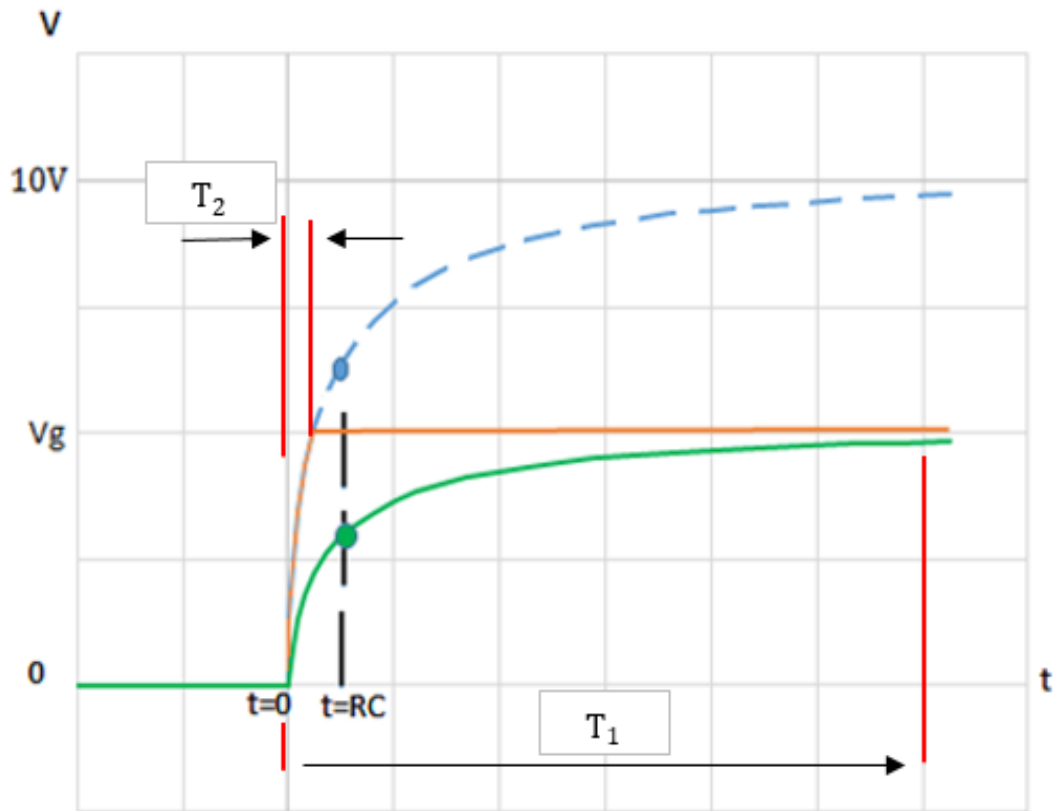


Μελετάμε την άλλη περίπτωση τώρα, που παίρνουμε την ανάδραση από την έξοδο στην είσοδο μέσω της αντίστασης  $R_{13}$  και το κύκλωμα είναι αυτό που περιγράφηκε προηγουμένως. Όπως είπαμε η τάση στην έξοδο του τελεστικού τείνει να πάει στον κόρο, αλλά σταματάει στην τάση που ορίζουμε εμείς μέσω της ανάδρασης. Παρακάτω φαίνεται το διάγραμμα φόρτισης της χωρητικότητας της πύλης.



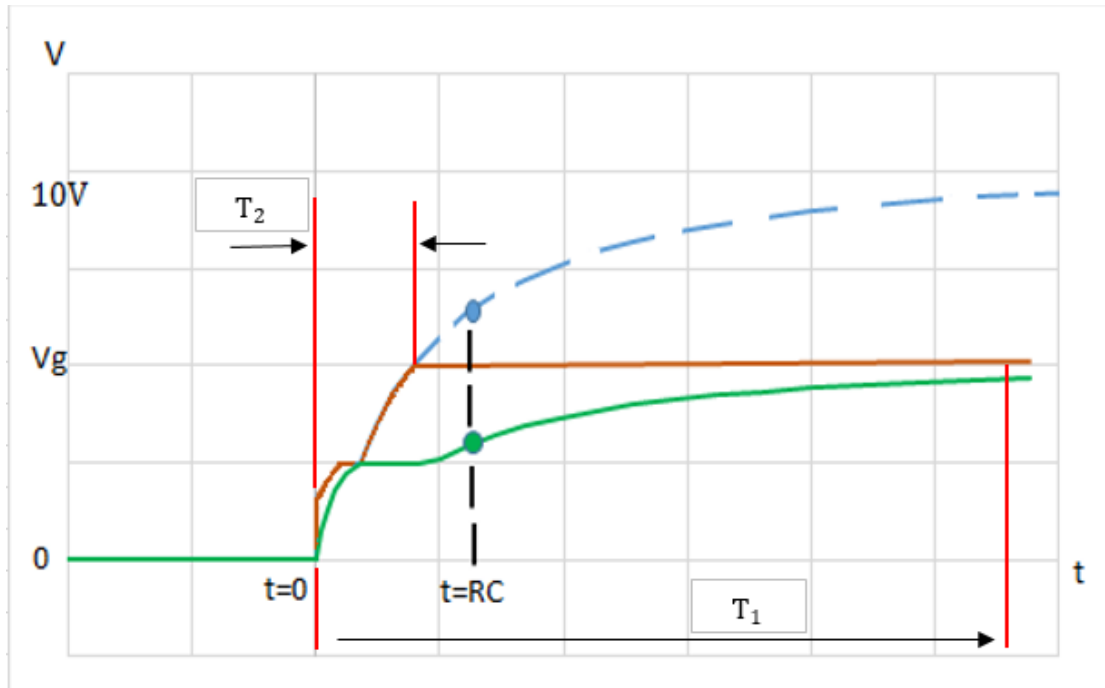
Έτσι μπορούμε να επιτύχουμε μεγάλη ταχύτητα φόρτισης της χωρητικότητας της πύλης και αντίστοιχα να δημιουργηθεί γρήγορα το κανάλι και απότομα να περάσει μεγάλο ρεύμα από το τρανζίστορ.

Αντιπαραβάλλοντας τώρα τα δυο παραπάνω κυκλώματα με και χωρίς την ανάδραση θα έχουμε:



Σχήμα 3.6-14

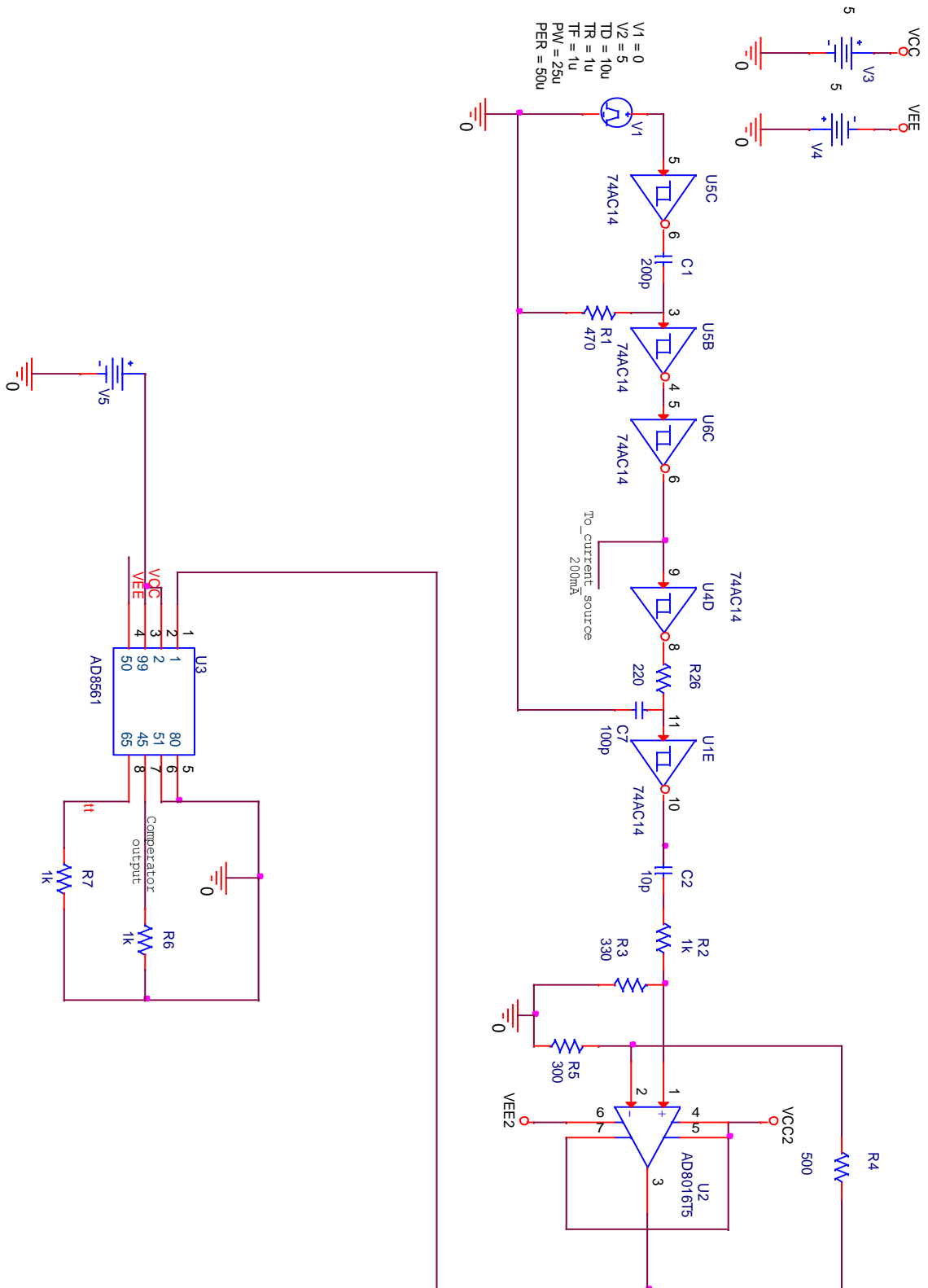
Στην πραγματικότητα βέβαια με βάση και την μελέτη που έγινε στην παράγραφο (3.6.3) οι καμπύλες θα έχουν την μορφή:

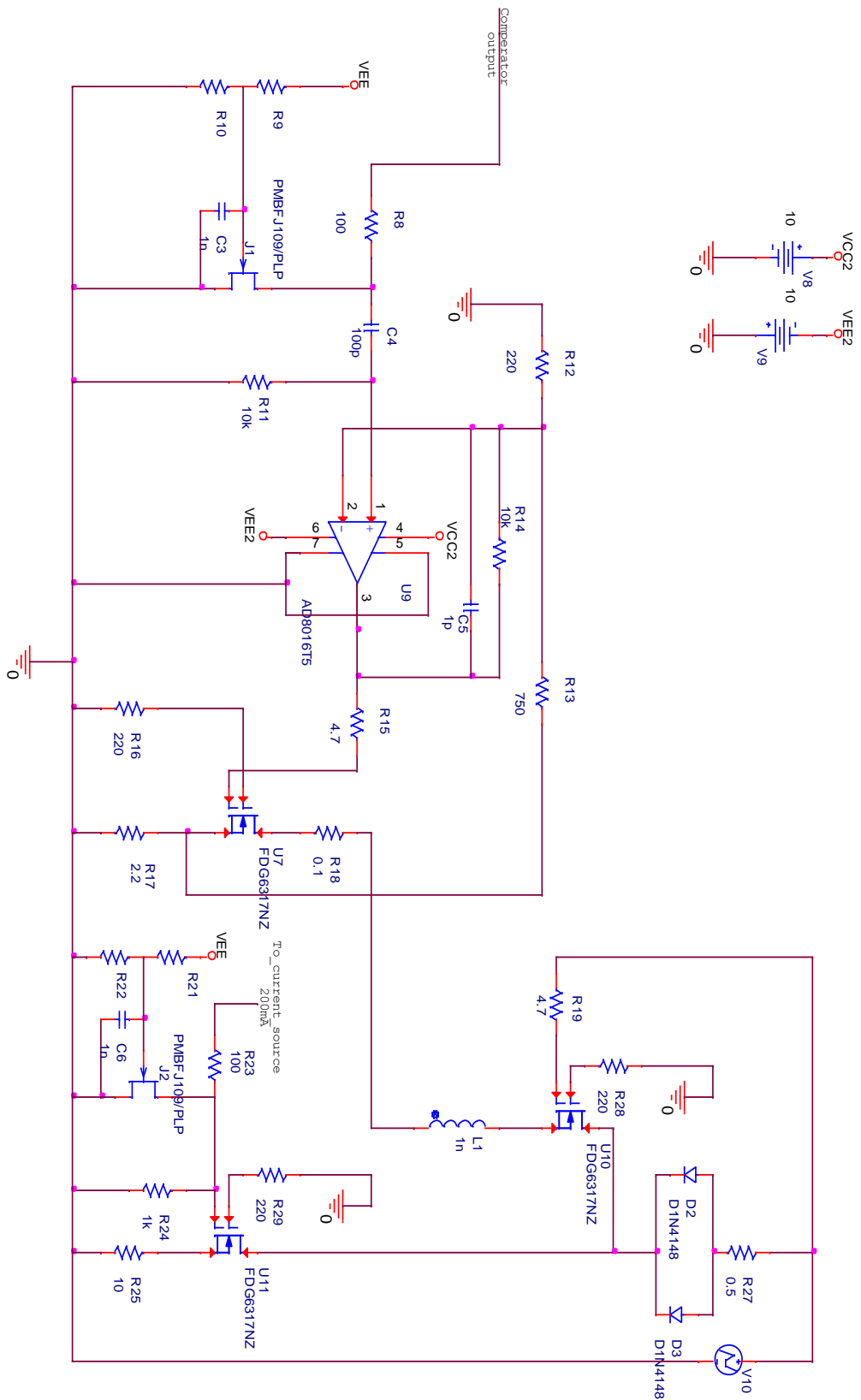


Έχουμε δηλαδή μια πολύ γρηγορότερη φόρτιση και πολύ μεγαλύτερους χρόνους απόκρισης αντίστοιχα, στην περίπτωση που επιλέξουμε το κύκλωμα με την ανάδραση της εξόδου μέσω της αντίστασης  $R_{13}$ . Είναι χαρακτηριστική η τεράστια διαφορά των δύο χρόνων  $T_1$  και  $T_2$ . Ακόμα το κύκλωμα αυτό σε περίπτωση που πάει να μεταβληθεί η τάση στα άκρα της αντίστασης για οποιοδήποτε λόγο, για παράδειγμα λόγω μεταβατικών φαινομένων στο laser, λόγω της ανάδρασης αυτής ο τελεστικός θα αυξήσει το ρεύμα εξόδου (ή θα μειώσει ανάλογα με την περίπτωση) προκειμένου να παραμείνει η τάση στην καθορισμένη τιμή.

### 3.7 Τελική μορφή κυκλώματος προσομοίωσης

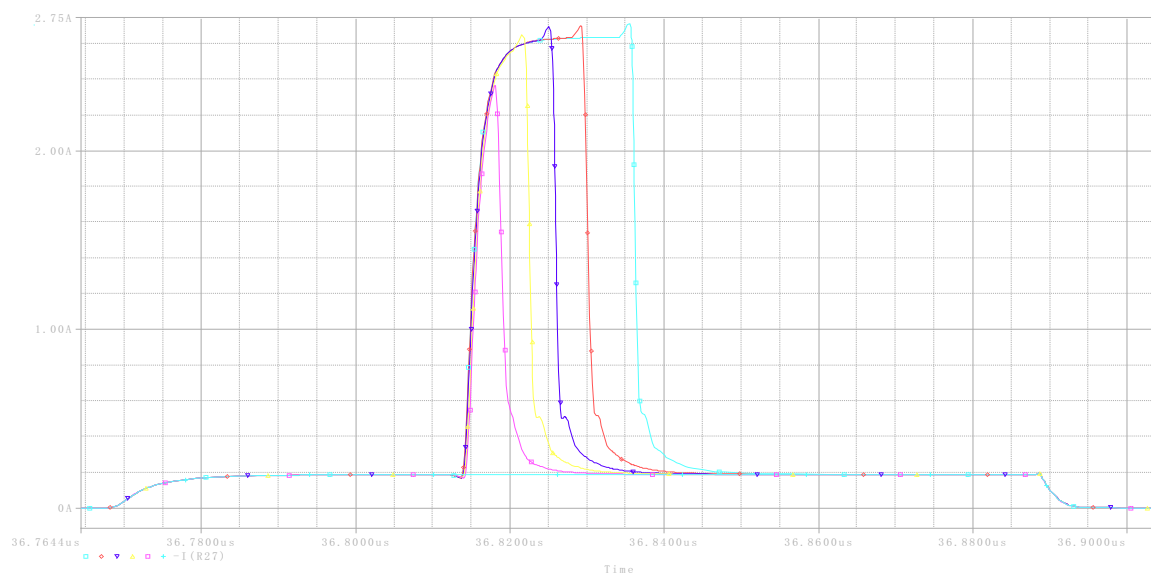
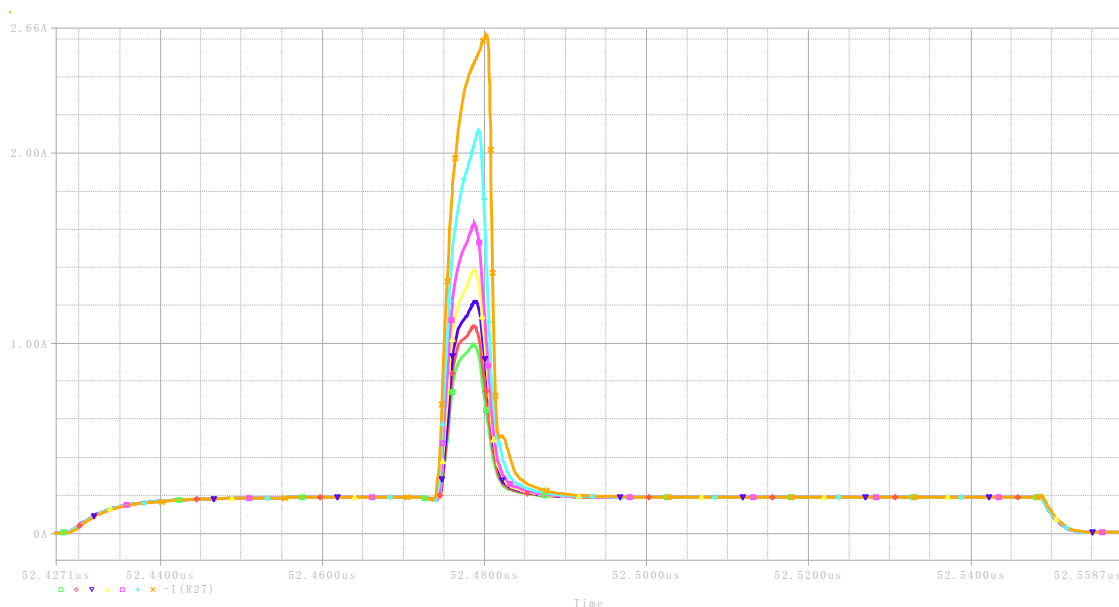
Το κύκλωμα στην τελική του μορφή είναι το παρακάτω:





Στο δεύτερο σχήμα στην έξοδο έχουμε άλλο ένα τρανζίστορ το  $U_{10}$  και δύο διόδους παράλληλες. Το τρανζίστορ το χρησιμοποιούμε σαν διακόπτη, ελέγχοντας την τάση στην πύλη του. Όταν το τρανζίστορ άγει τότε περνάει ο μεγάλος παλμός ρεύματος στο laser. Όταν δεν άγει τότε δεν περνάει. Το laser μοντελοποιήθηκε με δύο διόδους παράλληλα και μια μικρή αντίσταση σε σειρά, όπως φαίνεται στο σχήμα. Τοποθετήθηκαν δύο διόδοι γιατί αυτές οι διόδοι που είχαμε στην διάθεσή μας δεν μπορούσαν σε τόσο σύντομο χρονικό διάστημα να περάσουν ρεύμα 1Α. Έτσι βάζοντας δύο παράλληλα μοιράστηκε το ρεύμα και το μοντέλο ανταποκρινόταν. Ακόμα η αντίσταση σε σειρά προσεγγίζει γραμμικά την σχέση I-V της διόδου για μεγάλο σήμα.

Παρακάτω φαίνονται οι έξοδοι του παραπάνω κυκλώματος με έλεγχο αρχικά του πλάτους του ρεύματος εξόδου και έπειτα της χρονικής διάρκειά του.



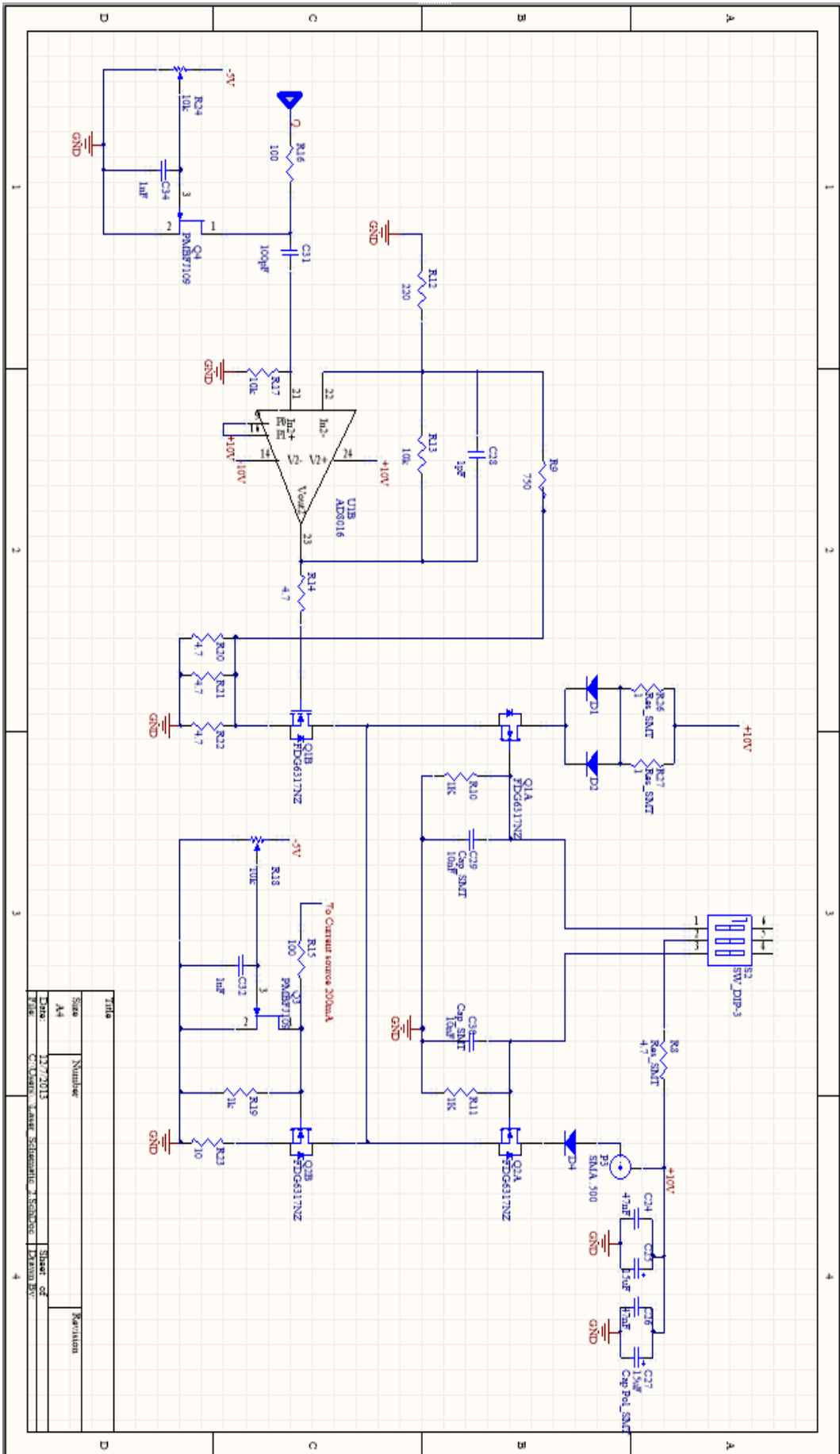
### 3.8 Κατασκευή πλακέτας

Το κύκλωμα που περιγράφηκε στις προηγούμενες ενότητες κατασκευάστηκε σε πλακέτα PCB και τα χρησιμοποιήθηκαν υλικά surface mount πυκνωτές αντιστάσεις και ολοκληρωμένα. Αυτό γιατί έπρεπε η πλακέτα να έχει όσο το δυνατόν μικρότερο μέγεθος, για να είναι πολύ μικρές οι αποστάσεις μεταξύ των υλικών γιατί στις ταχύτητες που δουλεύουμε ακόμα και κοντινές φαινομενικά συνδέσεις μπορεί να συμπεριφέρονται ως γραμμές μεταφοράς και να φιλτράρουν το σήμα.

Ακόμα, στους ακροδέκτες της τροφοδοσίας σε καθένα από τα ολοκληρωμένα, τοποθετήθηκαν δύο πυκνωτές ένας 15 $\mu$ F και ένας 47nF. Είναι απαραίτητοι για να σταθεροποιούν την τάση και να κόβουν τις όποιες κυματώσεις δημιουργηθούν επειδή θέλουμε να περάσει από τα ολοκληρωμένα απότομα, μεγάλης έντασης ρεύμα (decoupling capacitors).

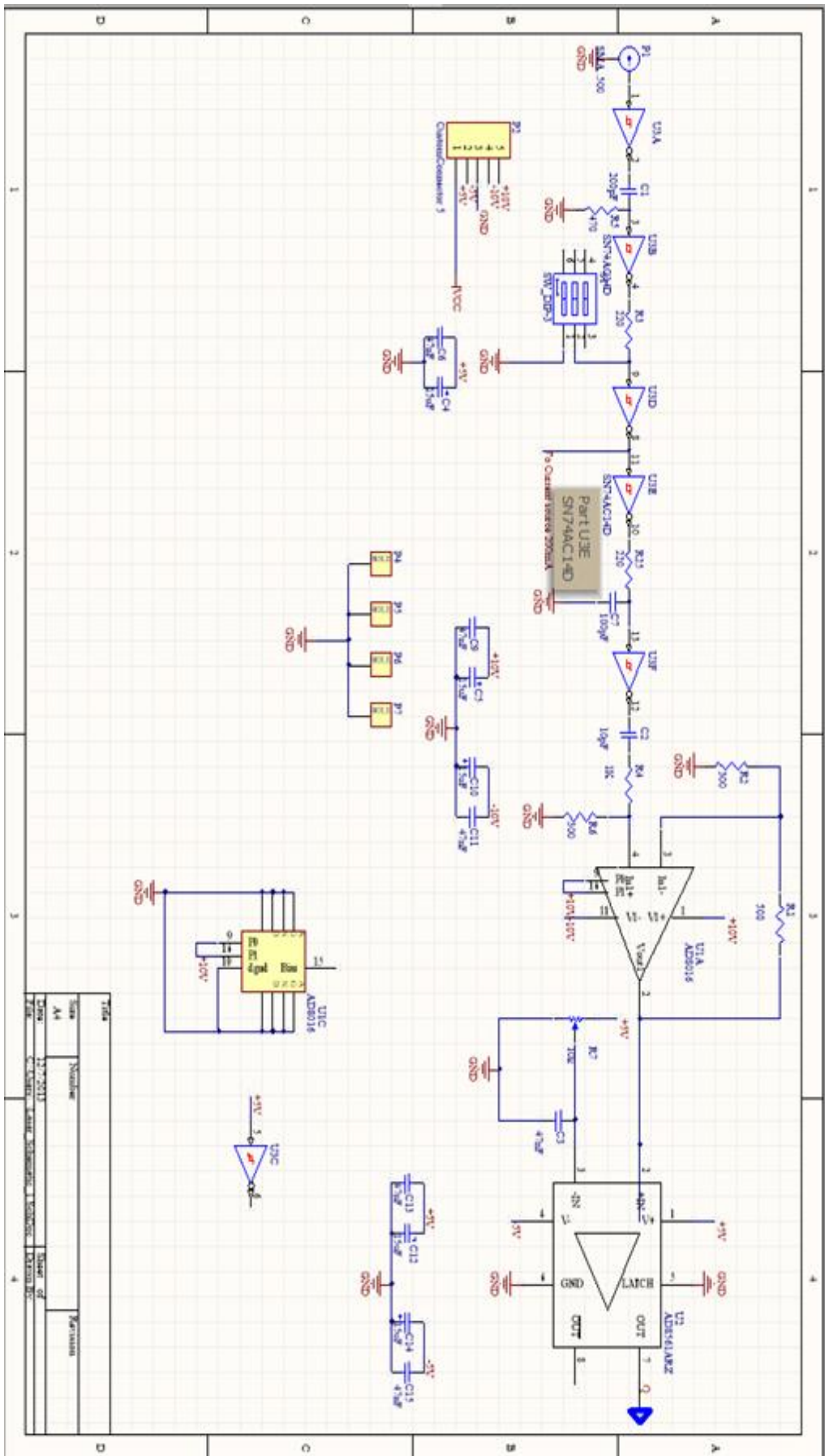
Τέλος τοποθετήθηκαν δύο χειροκίνητοι διακόπτες push button. Ο πρώτος έχει στόχο να κόβει ή να τροφοδοτεί το κύκλωμα με την τάση της γεννήτριας, και να επιλέγεται έτσι πάνω στην πλακέτα αν θα έχουμε είσοδο ή όχι. Ο δεύτερος στην μία κατάσταση συνδέει το κύκλωμα με το διοδικό laser, και στην άλλη το συνδέει με το κύκλωμα που έχει φτιαχτεί για να μοντελοποιεί την δίοδο αυτή. Έτσι αφού πρώτα ρυθμιστεί ο παλμός ρεύματος, παίρνοντας μετρήσεις στο κύκλωμα που μοντελοποιεί την δίοδο, έπειτα αλλάζοντας κατάσταση τον διακόπτη τροφοδοτούμε με το επιθυμητό παλμό ρεύματος το laser. Έτσι θα γνωρίζουμε πόσο ρεύμα περνάει από το laser κάθε στιγμή.

Το τελικό κύκλωμα που σχεδιάστηκε για να τυπωθεί σε πλακέτα φαίνεται στις επόμενες δύο σελίδες.

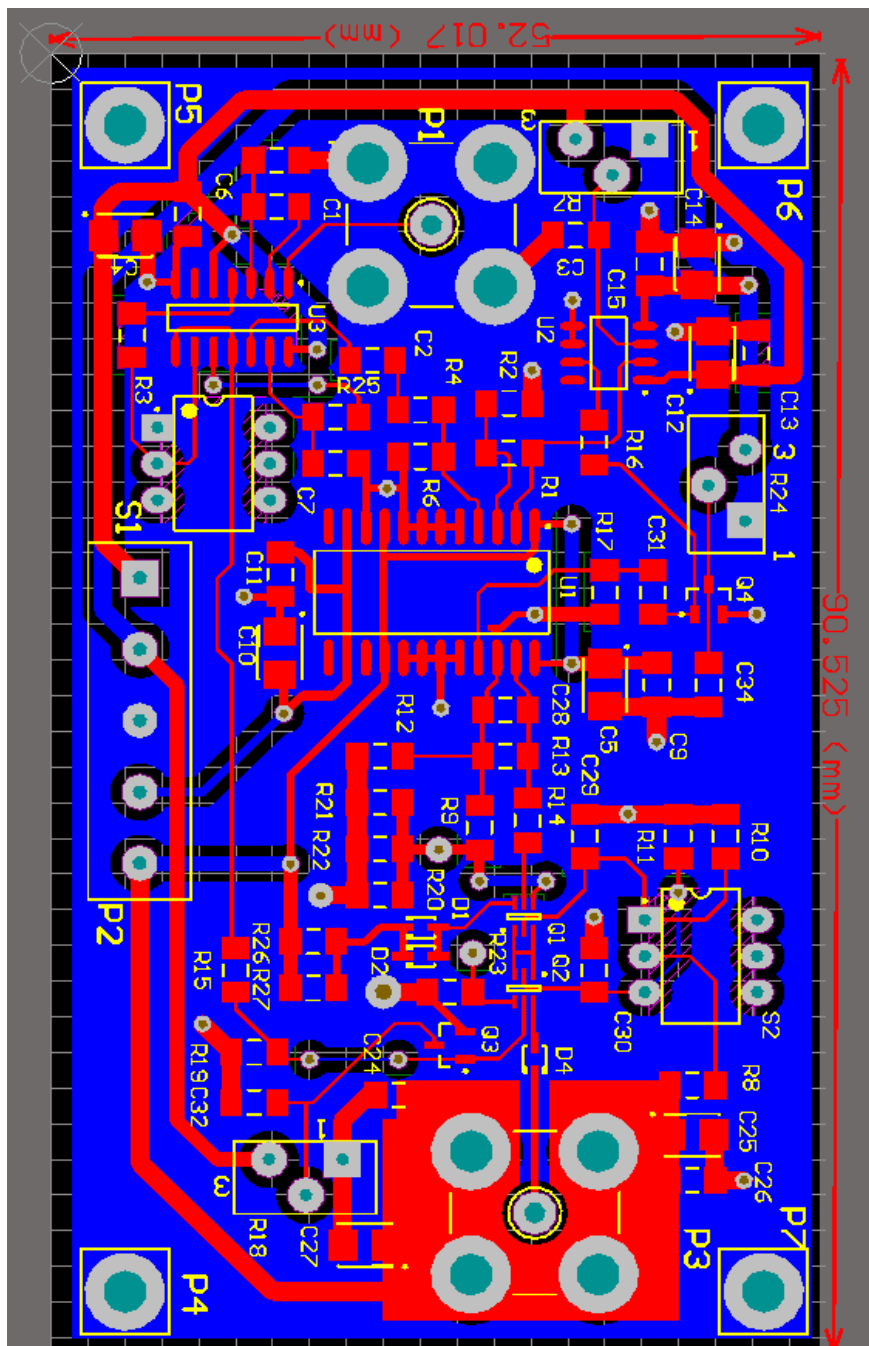


Title		Revision	
Size	Number		
A4			
Date	17/7/2013	Sheet of	
File	C:\Users\kumar\Scholar\1_Sensor\1_Kayam.BV		



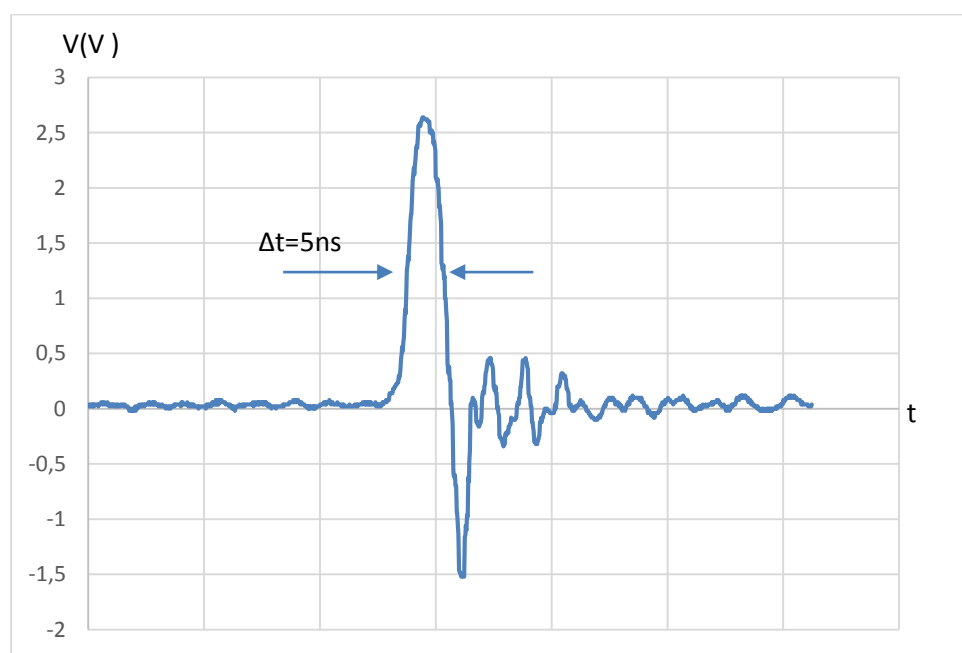


Η πλακέτα σχεδιάστηκε σε δύο επίπεδα. Στο ένα κολλήθηκαν όλα τα στοιχεία και έγιναν οι συνδέσεις μεταξύ τους και το δεύτερο επίπεδο ήταν μια μεγάλη επιφάνεια γείωσης, με ελάχιστες εξαιρέσεις κάποια μικρά τμήματα γραμμών καθώς δεν ήταν δυνατόν όλες οι γραμμές να βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο και να συνδεθούν όλοι οι ακροδέκτες των στοιχείων. Ακόμα το πάχος των γραμμών τόσο της τροφοδοσίας όσο και εκείνων που διέρχεται μεγάλο ρεύμα επιλέχθηκε πιο πλατύ συγκριτικά με τα υπόλοιπα. Τέλος εκεί που θα συνδεθεί η δίοδος κατασκευάστηκε μια τετραγωνική περιοχή που θα συνδεθεί η τροφοδοσία των +10V, δημιουργώντας έτσι έναν μεγάλο σε έκταση αλλά μικρό σε χωρητικότητα πυκνωτή με την γείωση στο δεύτερο επίπεδο. Έτσι αποφεύγουμε, σε αυτό το τελευταίο στάδιο, το φιλτράρισμα του σήματος από την έξοδο των τρανζίστορ στην δίοδο, καθώς οι γραμμές γι' αυτές της συχνότητες δρουν σαν γραμμές μεταφοράς. Παρακάτω φαίνεται το σχέδιο της πλακέτας.



### 3.9 Μετρήσεις πάνω στην πλακέτα

Κατά τις μετρήσεις παρατηρήθηκε ότι οι πυκνωτές που χρησιμοποιήθηκαν στα άκρα των ακροδεκτών της τροφοδοσίας του τελεστικού ενισχυτή δεν ήταν αρκετοί, καθώς παρουσίαζε κυμάτωση η τάση τροφοδοσίας και έτσι τοποθετήθηκαν άλλοι δύο πυκνωτές 100μF. Στην συνέχεια δίνονται οι γραφικές παραστάσεις των μετρήσεων που πάρθηκαν. Αξίζει να σημειωθεί ότι το κύκλωμα τελικά λειτούργησε όπως αναμενόταν και κατόρθωσε να δώσει παλμό πάνω 1A χρονικής διάρκειας 5ns.

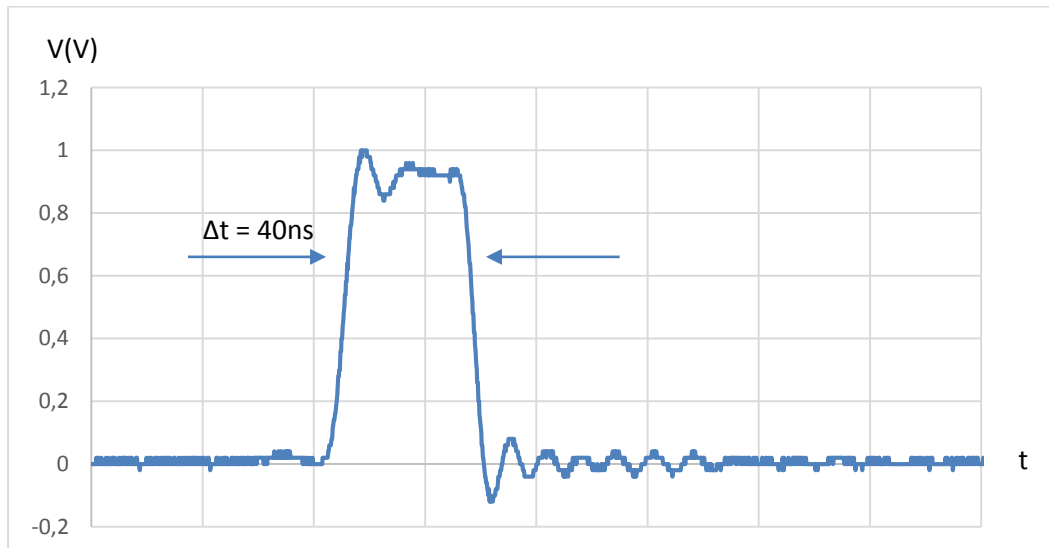


Η μέτρηση έγινε πάνω στις δύο παράλληλες αντιστάσεις των  $4.7\Omega$   $R_{21}$  και  $R_{22}$ , άρα:

$$I = \frac{V}{R} \Rightarrow I = \frac{2.5}{2.35} A = 1.065 A$$

Ακόμα η ρύθμιση της έντασης και της χρονικής διάρκειας του παραπάνω παλμού ρεύματος, ήταν εφικτή με τη χρήση των ποτενσιόμετρων για υψηλές συχνότητες που κατασκευάστηκαν (βλέπε παράγραφο 3.5.4). Ο παραπάνω παλμός ήταν ο πιο στενός που μετρήθηκε.

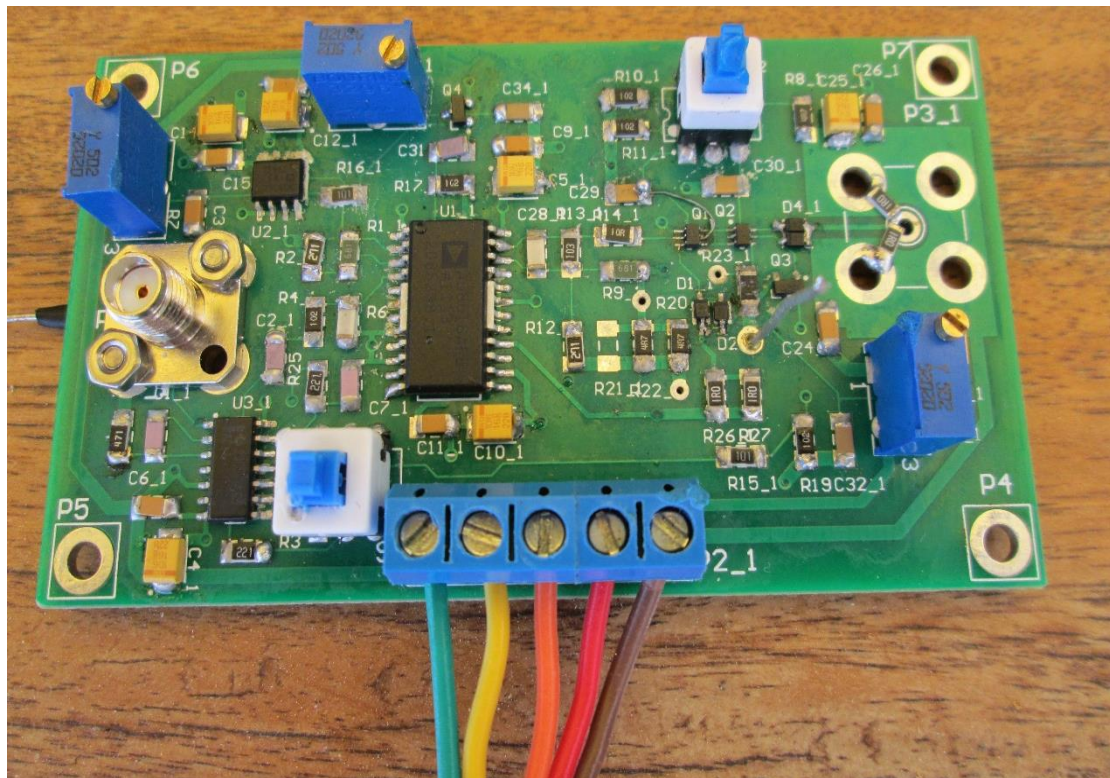
Σε αυτό το ρεύμα πρέπει να προστεθεί και το ρεύμα του δευτέρου τρανζίστορ που είναι μικρότερης έντασης και μεγαλύτερου πλάτους όπως αναλύσαμε και στην παράγραφο (3.5.3). Η μέτρηση του ρεύματος αυτού από τις μετρήσεις φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα.



Η μέτρηση του παλμού αυτού έγινε πάνω στην αντίσταση των  $10\Omega$ ,  $R_{23}$  άρα:

$$I = \frac{V}{R} \Rightarrow I = \frac{1}{10} A = 100mA$$

Στη φωτογραφία φαίνεται η πλακέτα που σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε.



# Βιβλιογραφία

- 1) “Εισαγωγή στη Βιοϊατρική και Κυτταρική Μηχανική”  
Διδώ Γιόβα Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.
- 2) “Εισαγωγή στα ημιαγώγιμα υλικά και φωτοβολταϊκές διατάξεις”  
Κ.Θ. Δέρβος Καθηγητής Ε.Μ.Π.
- 3) <http://www.ti.com/lit/an/scea046/scea046.pdf>
- 4) “Μικροηλεκτρονικά κυκλώματα”  
Sedra / Smith
- 5) <http://www.ixys.com/Documents/AppNotes/IXAN0010.pdf>



