



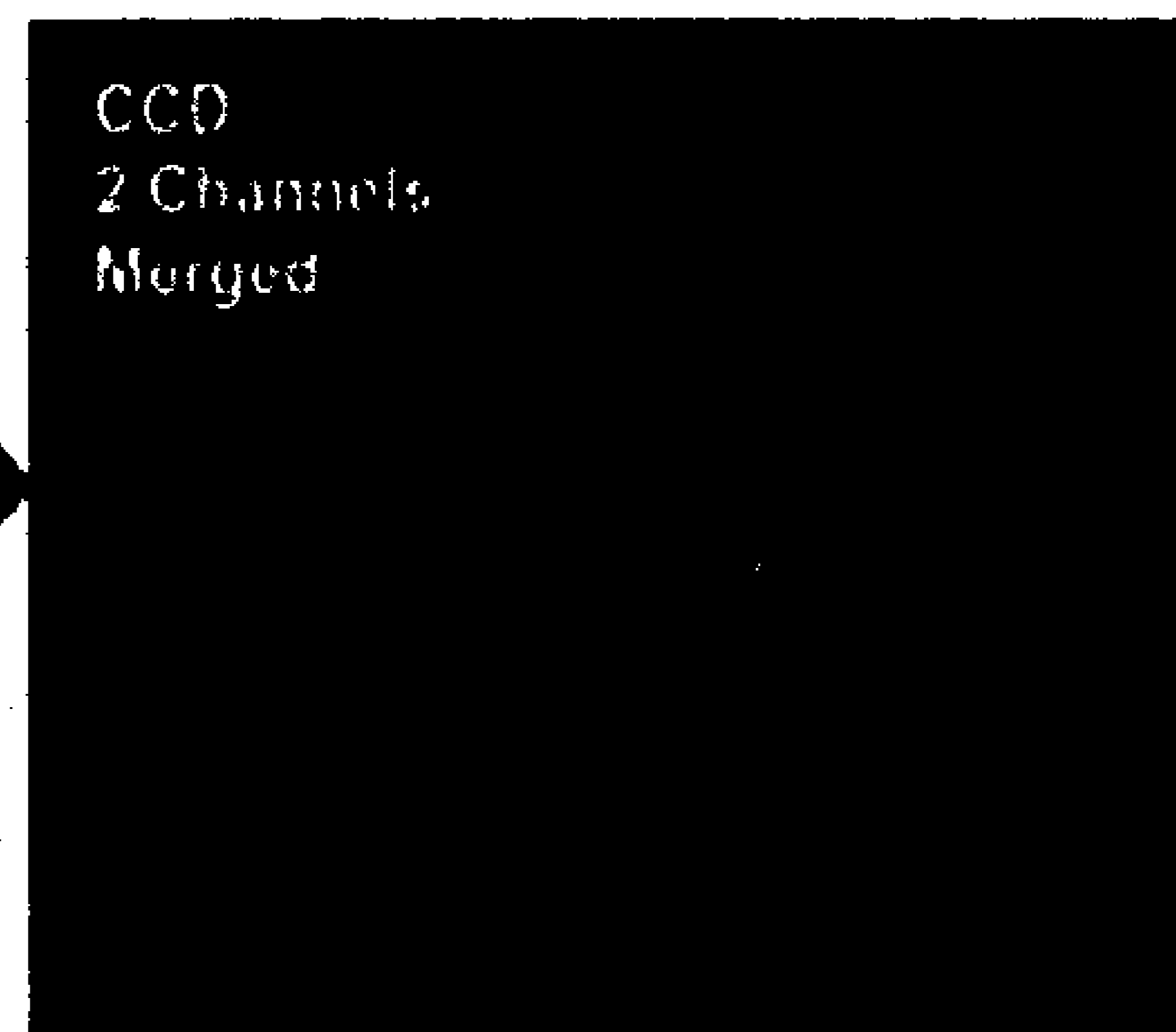
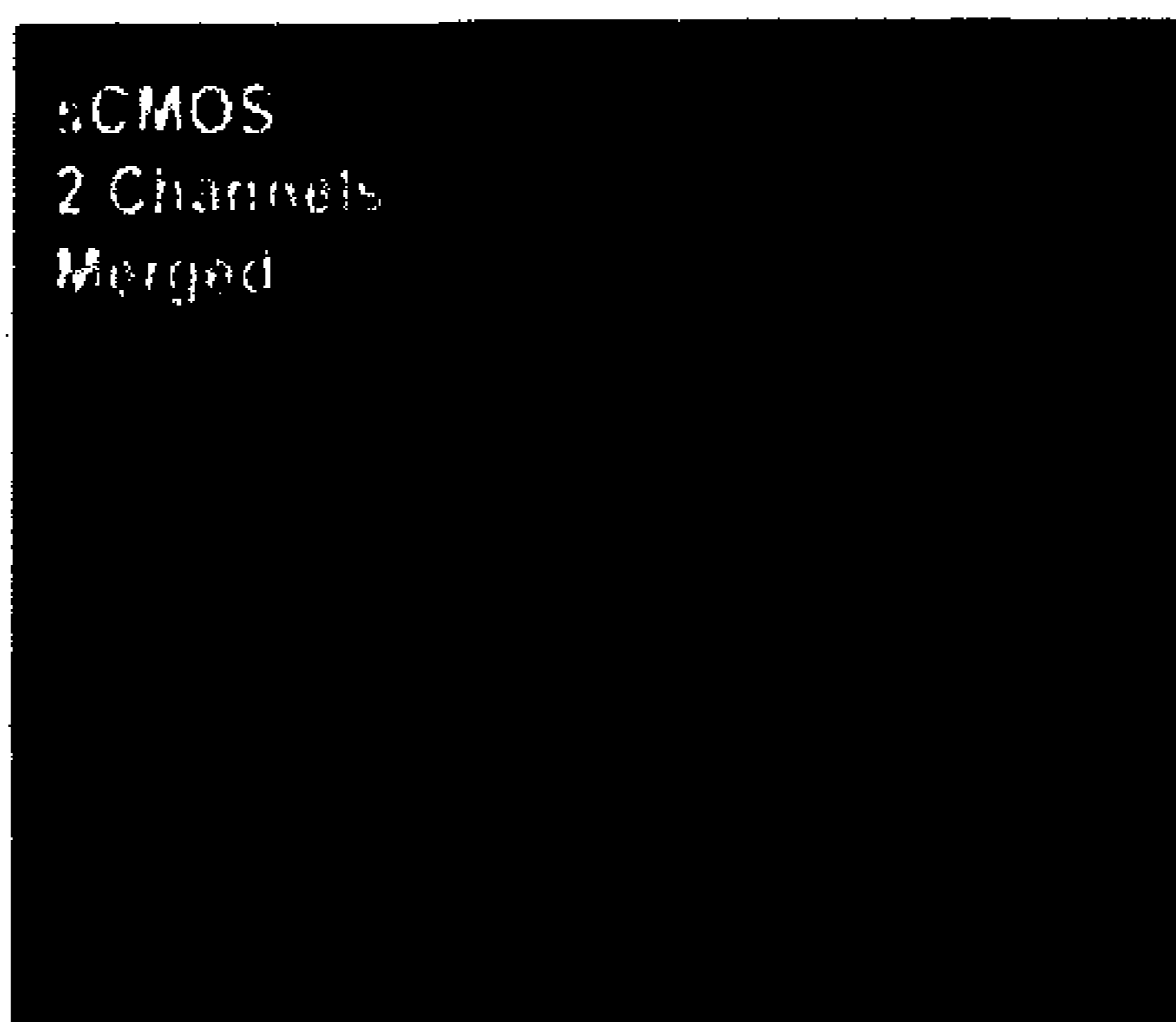
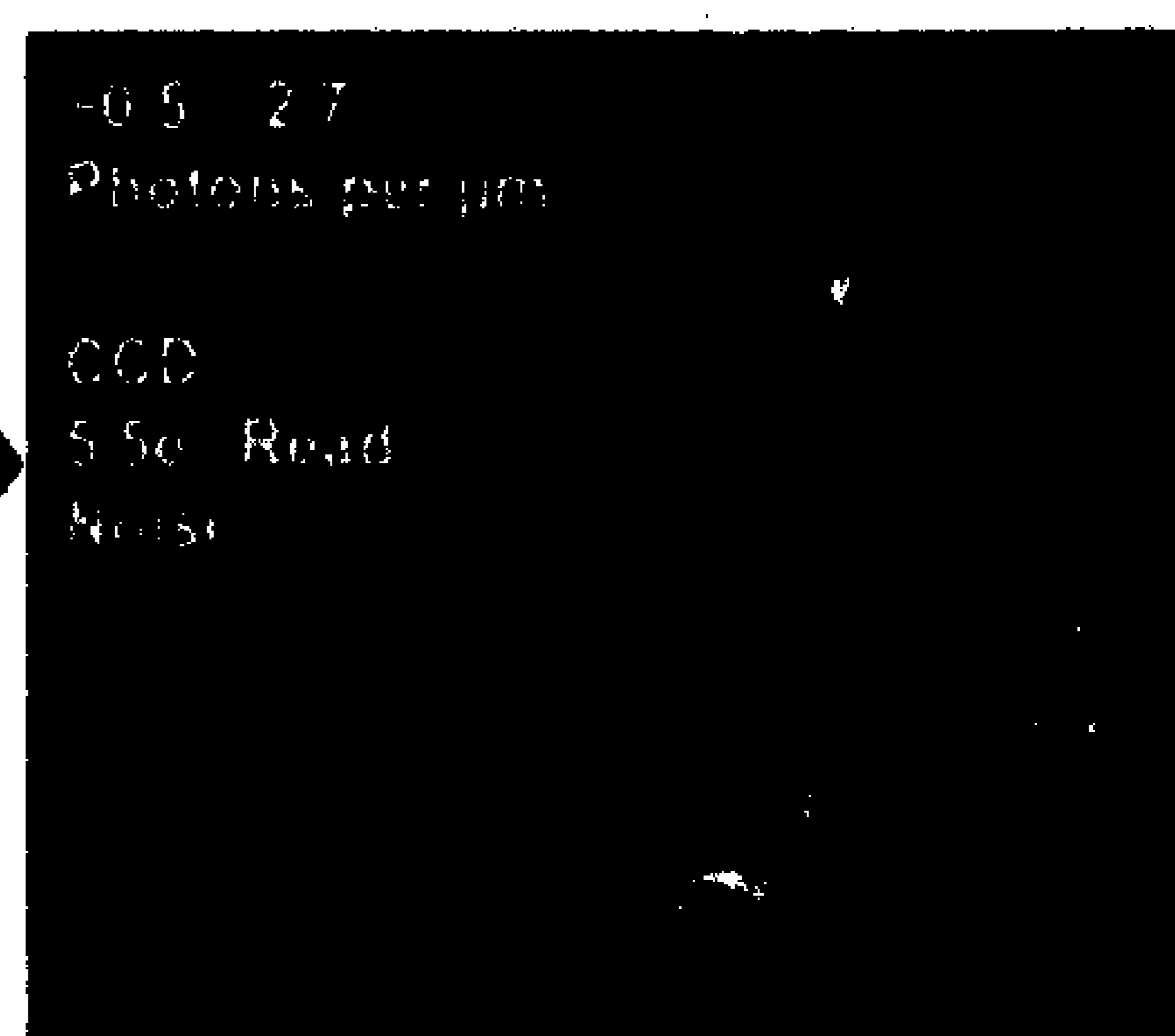
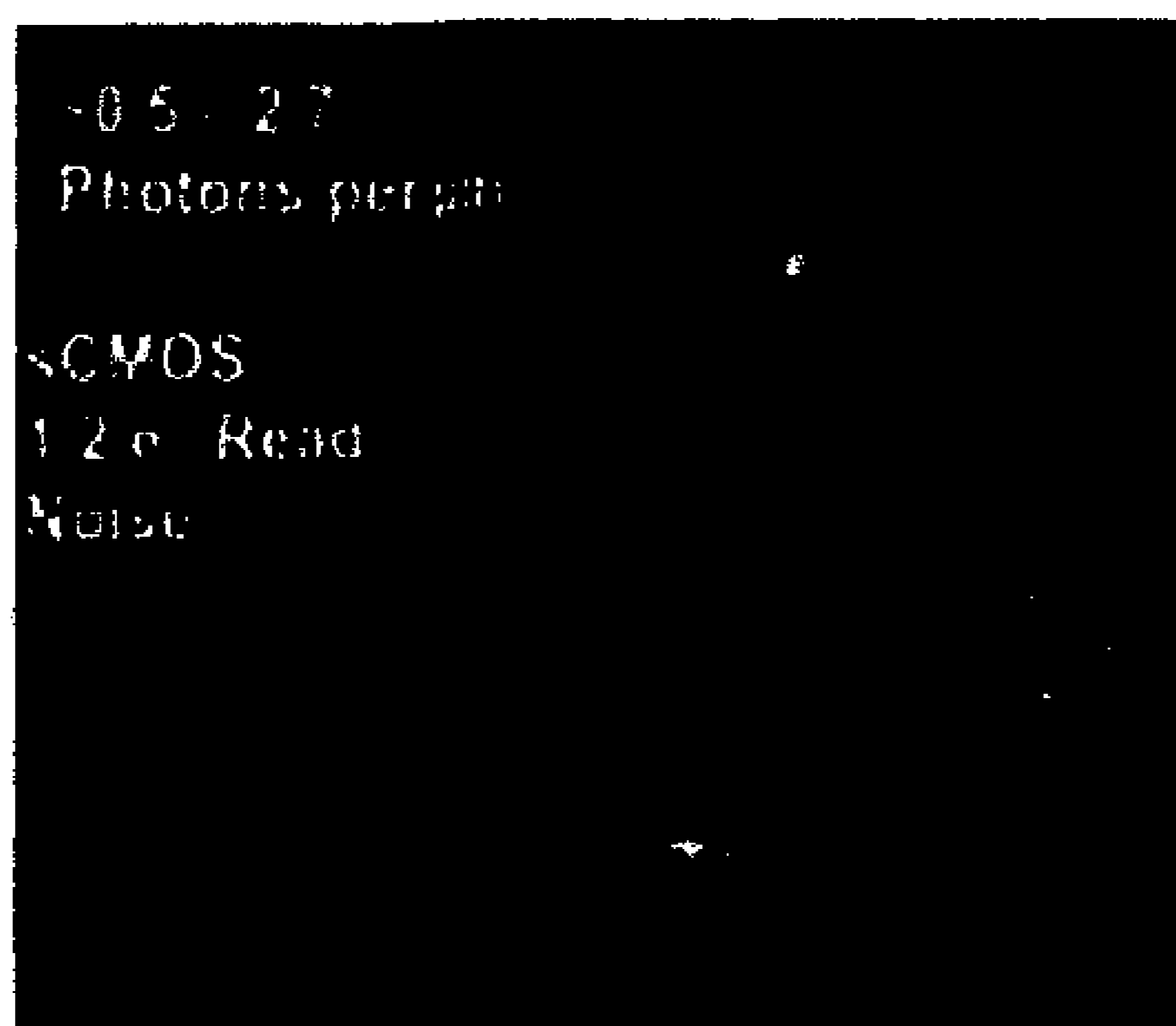
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΑΘΗΝΑΣ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΙΑΤΡΙΚΩΝ ΟΡΓΑΝΩΝ

2013

ΣΥΚΓΡΗΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΙΧΝΕΥΤΩΝ CMOS ΕΝΑΝΤΙ ΣΥΜΒΑΤΙΚΩΝ ΑΝΙΧΝΕΥΤΩΝ

sCMOS

Interline CCD



Επιβλέπων Καθηγητής: Δρ. Κανδαράκης Ιωάννης

“Omnis opinio carcere”
(Κάθε πεποίθηση είναι φυλακή)

Νίτσε

Θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε ιδιαιτέρως τον καθηγητή μας Δρ. Κανδαράκη Ιωάννη, υπεύθυνο καθηγητή του Εργαστηρίου των Ιοντιζουσών και Μη Ιοντιζουσών Ακτινοβολιών του τμήματος Τεχνολογίας Ιατρικών Οργάνων του ΤΕΙ Αθήνας. Χάρη στην συστηματική καθοδήγηση και τις πολύτιμες γνώσεις που μας προσέφερε μπορέσαμε να φέρουμε εις πέρας την πτυχιακή μας εργασία. Θα θέλαμε επίσης να ευχαριστήσουμε τον Δρ. Βαλαή Ιωάννη, τον Δρ. Καλύβα Νεκτάριο, τον Δρ. Σιανούδη Ιωάννη, τον Δρ. Φούντος Γεώργιο για τις συμβουλές που μας έδωσαν, τις εμπειρίες τους που μοιράστηκαν μαζί μας και τις γνώσεις που μας παρείχαν σχετικά με το αντικείμενο. Επίσης, θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε όλα τα μέλη της ερευνητικής ομάδας του εργαστηρίου, τα οποία με τον τρόπο τους μας βοήθησαν να ολοκληρώσουμε την εργασία μας.

Τέλος, θα θέλαμε να πούμε ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μας Στράτο, Κατερίνα και Βασίλη, Στέλλα για την υλική, αλλά κυρίως ψυχολογική υποστήριξη που μας παρείχαν κατά την διάρκεια της εργασίας αυτής και γενικότερα καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών μας.

Κορτίδης Παναγιώτης
Σταθόπουλος Ιωάννης

Αθήνα 21/01/2013

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	6
ABSTRACT.....	7
Κεφάλαιο 1°	8
1.1 Φύση των ακτίνων Χ	8
1.2 Παραγωγή ακτινοβολίας Χ.....	9
1.3 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας Χ.....	15
1.3.1 Εισαγωγή.....	15
1.3.2 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Atomic Photoelectric).....	15
1.3.3 Σκέδαση Compton (Scattering Incoherent).....	18
1.3.4 Ελαστική σκέδαση - σκέδαση Rayleigh (Coherent Scattering).....	19
1.3.5 Φαινόμενο παραγωγής ζεύγους & εξαύλωσης (Pair Production).....	20
1.4 Δοσιμετρία ακτινοβολίας Χ.....	20
1.4.1 Απορροφούμενη δόση (Absorbed Dose)	21
1.4.2 Έκθεση (Exposure)	21
1.4.3 Κ.Ε.Ρ.Μ.Α. (Kinetic Energy Released in Material)	22
1.4.4 Κβαντική ροή ή ροή φωτονίων (Quantum fluence, photon fluence).....	22
1.4.5 Ροή ενέργειας ή ενεργειακή ροή (Energy fluence).....	22
1.5 Φάσματα ακτινοβολίας Χ	23
1.5.1 Εισαγωγή.....	23
1.5.2 Φάσμα Ακτινοδιαγνωστικών συστημάτων	25
1.6 Φίλτρα.....	26
1.6.1 Εισαγωγή.....	26
1.6.2 Κλασική Ακτινοδιαγνωστική.....	27
1.7 Μαζικοί συντελεστές εξασθένησης – ενεργειακής απορρόφησης.....	28
1.8 Κ, L, Μ αιχμές	30
2.1 Εισαγωγή.....	32
2.2 Βασικές αρχές φωτοανίχνευσης των CMOS	33
2.2.1 Συντελεστής απορρόφησης.....	33
2.2.2 Συμπεριφορά ρευμάτων	34
2.2.3 Ευαισθησία και Κβαντική Απόδοση.....	37
2.3 Φωτοανιχνευτές για «Smart CMOS».....	39
2.3.1 Φωτοδίοδος pn – junction.....	40

2.3.2	Βασικές αρχές	40
2.3.3	Κβαντική απόδοση και ευαισθησία	42
2.3.4	Ρεύμα σκότους (Dark Current)	44
2.3.5	Θόρυβος.....	46
2.3.6	Ανασυνδιασμένη επιφάνεια	47
2.3.7	Ταχύτητα (Speed)	48
2.3.8	Φωτοδίοδος.....	49
2.3.9	Φωτοτρανζίστορ	50
2.3.10	Το φαινόμενο της Χιονοστιβάδα στην φωτοδίοδο	50
2.3.11	Φωτοαγώγμοι Ανιχνευτές.....	51
2.4	Συσσωρευμένη λειτουργία στους Φωτοανιχνευτές	53
2.4.1	Αλλαγές στην συσσωρευμένη λειτουργία.....	54
2.4.2	Περιγραφή.....	54
2.4.3	Συμπεριφορά των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων στις φωτοδιόδους.....	57
2.5	Βασική δομή των εικονοστοιχείων (pixels).....	60
2.5.1	Παθητικοί αισθητήρες (Passive Pixel Sensor – PPS)	60
2.5.2	Ενεργοί αισθητήρες (Active Pixel Sensor, 3T – APS).....	63
2.6	Ενεργοί αισθητήρες (Active pixel sensor, 4T – APS)	65
2.6.1	Προβλήματα.....	66
2.7	Αισθητήρες περιφερειακών	67
2.7.1	Διευθυνσιοδότηση.....	67
2.8	Ανάγνωση κυκλωμάτων	71
2.8.1	Ακολουθία πηγών	71
2.8.2	Διόρθωση διπλής δειγματοληψίας	72
2.8.3	Αναλογικοψηφιακός μετατροπέας.....	73
2.9	Βασικά χαρακτηριστικά των αισθητήρων CMOS	75
2.9.1	Θόρυβος.....	75
2.9.2	Δυναμική εμβέλεια (Dynamic range)	78
2.9.3	Ταχύτητα.....	78
2.10	Χρώματα.....	79
2.11	Διαμοιρασμός εικονοστοιχείων (Pixel sharing).....	80
2.12	Σύγκριση μεταξύ αρχιτεκτονικής δομής των εικονοστοιχείων.....	82
2.13	Σύγκριση με CCDs.....	82

Κεφάλαιο 3 ^ο	85
Μέθοδοι – Διατάξεις	85
Κεφάλαιο 4 ^ο	88
Μετρήσεις – Αποτελέσματα	88
Κεφάλαιο 5 ^ο	94
Συμπεράσματα	94
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α – ΕΙΚΟΝΕΣ.....	98
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β – ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ.....	106
ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΕΣ	107
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ - ΑΝΑΦΟΡΕΣ	108

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Ο βασικός στόχος των ακτινολογικών συστημάτων ιατρικής απεικόνισης είναι ο σχηματισμός εικόνων της εσωτερικής ανατομικής δομής του ανθρώπινου σώματος. Αυτό επιτυγχάνεται με την χρήση ακτίνων Χ, οι οποίες εμπεριέχουν την διαγνωστικά χρήσιμη πληροφορία, όταν εξέρχονται από τον εξεταζόμενο. Για να αξιολογηθεί κατάλληλα αυτή η πληροφορία, πρέπει να αποθηκευτεί σε ένα μέσο που μπορεί να μελετηθεί, έπειτα από κατάλληλη διαδικασία, οπτικά. Τέτοια μέσα είναι το ακτινογραφικό φιλμ, ψηφιακά συστήματα αποθήκευσης, CCD και AMFPI.

Οι σπινθηριστές πληροφορίας, οι οποίοι εκτίθενται άμεσα σε ακτίνες Χ, δεν είναι αποδοτικοί και η πληροφορία που περιέχουν δεν είναι άμεσα χρήσιμη. Για αυτό τον λόγο είναι απαραίτητος ο μετασχηματισμός του φάσματος της ιοντίζουσας ακτινοβολίας σε ένα αντίστοιχο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα στην περιοχή του ορατού (400-700 nm). Αυτός ο μετασχηματισμός επιτυγχάνεται με τη χρήση των ανιχνευτών σε συνδυασμό με υλικά, που είναι ικανά να μετατρέψουν την ακτινοβολία Χ σε οπτικά φωτόνια, ώστε να μειωθεί η έκθεση, δηλαδή η ποσότητα της ακτινοβολίας, που προσπίπτει στον εξεταζόμενο. Τέτοια υλικά ονομάζονται φθορίζοντα υλικά ή σπινθηριστές (scintillators) ή φώσφοροι (phosphors). Τα υλικά αυτά χρησιμοποιούνται υπό μορφή φθορίζουσών επιστρώσεων (οθονών – phosphor screens) ή μονοκρυστάλλων.

Ο σκοπός της παρούσας πτυχιακής εργασίας είναι αφενός η ανάλυση του θεωρητικού υπόβαθρου των ανιχνευτών και αφετέρου η σχεδίαση και η υλοποίηση μιας πειραματικής διάταξης για την βαθμονόμηση του αισθητήρα CMOS, ως προς την οπτική ροή των φωτονίων και την ενέργεια. Αυτό απαιτεί την εξάλειψη του περιβάλλοντος φωτός με σκοπό την μείωση του θορύβου. Αυτό επιτυγχάνεται με την κατασκευή ενός «σκοτεινού θαλάμου» και την κατάλληλη τοποθέτηση των μετρητικών διατάξεων. Κατά την διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας τα προγράμματα (software) που χρησιμοποιήθηκαν ήταν τα προβλεπόμενα από τον κατασκευή της κάθε συσκευής.

ABSTRACT

The main objective of radiological medical imaging systems is the formation of images of internal anatomical structure of the human body. This is achieved by using X-rays which contain the diagnostically useful information when exiting the patient. To properly evaluate this information must be stored in a medium that can be studied, after an appropriate process visually. Such agents are radiography-film, digital storage systems, CCD and AMFPI.

Scintillator information that is directly exposed to X-rays is not efficient. For this reason it is necessary to transform the spectrum of ionizing radiation to a respective electromagnetic spectrum in the visible region (400-700 nm). This transformation is accomplished by the use of probes in combination with materials that are able to convert the radiation X into optical photons in order to reduce exposure incident in question. Such materials are called fluorescent materials or scintillators or phosphors. These materials are used in the form of fluorescent coatings (screens - phosphor screens) or single crystals.

The purpose of this thesis is both the analysis of theoretical background of the detectors and secondly, the design of an experimental setup for the calibration of the CMOS sensor, to the point of photon flux and energy flux. This requires the elimination of ambient light in order to reduce the background noise. During the experimental procedure programs (software) used were provided by the manufacturer of each device. Whenever it was necessary to make calculations and graphs MS Excel 2010 it was used.

Κεφάλαιο 1^ο

Παραγωγή και αλληλεπίδραση ακτίνων X

1.1 Φύση των ακτίνων X

Οι ακτίνες X ή ακτίνες Röntgen είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ή κύματα, όπως το φως, τα κύματα του ραδιοφώνου, του τηλεφώνου και της τηλεόρασης, με κύριο χαρακτηριστικό τους το πολύ μικρό μήκος κύματος. Οι ακτίνες X, λόγω του πολύ μικρού μήκους κύματος, έχουν μεγάλη διεισδυτικότητα μέσα στα υλικά σώματα και το χαρακτηριστικό αυτό τις κάνει χρήσιμες στη μελέτη των οργάνων του ανθρώπινου σώματος. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία δεν είναι μια συνεχής ομαλή ροή ενέργειας αλλά μια σειρά ασυνεχών «πακέτων» ενέργειας. Η ενέργεια (E) κάθε «πακέτου», που είναι γνωστό και σαν φωτόνιο ή κβάντο (quantum), αυξάνει με τη συχνότητα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (ν) και συνδέεται με την σχέση:

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

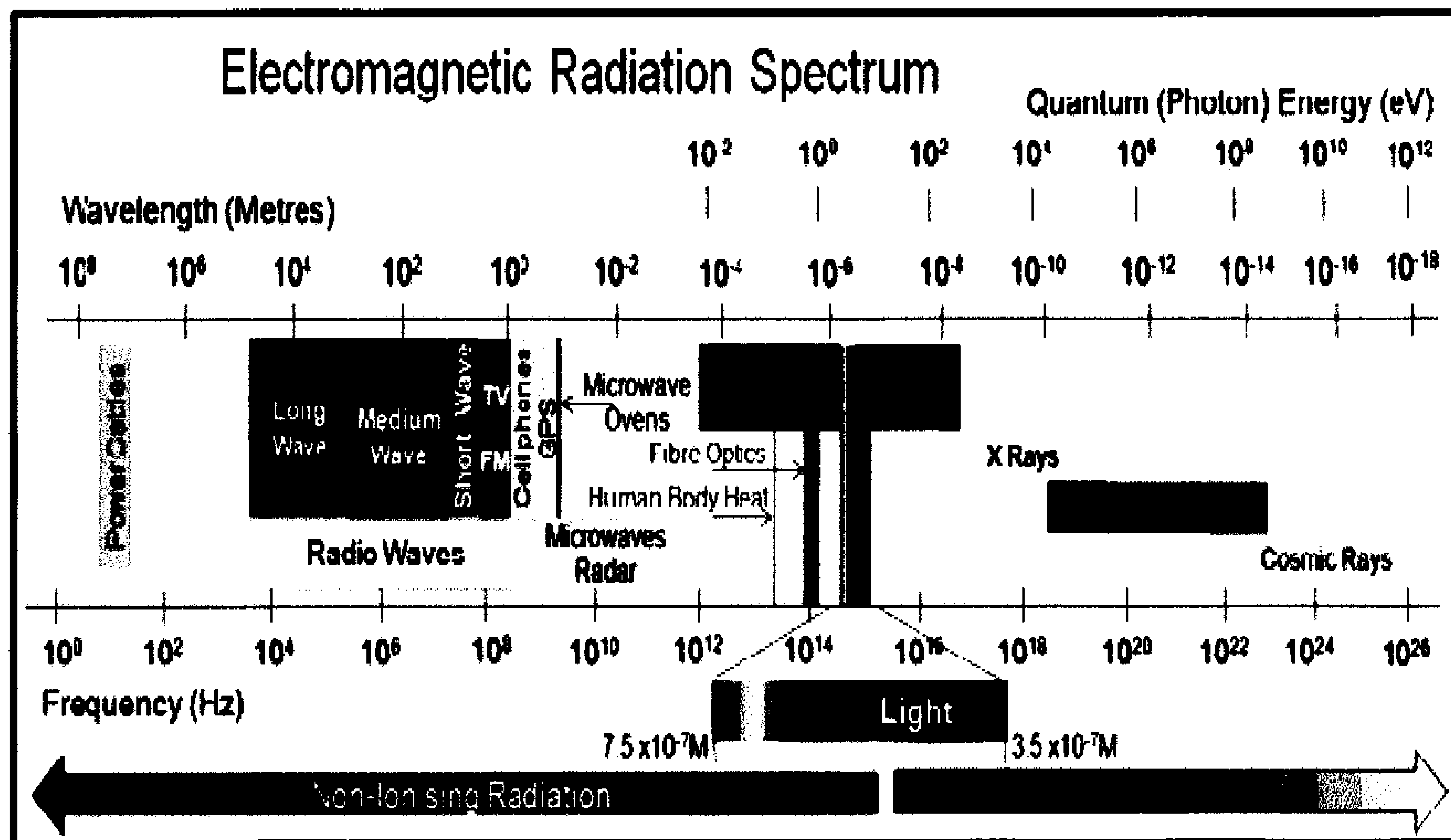
όπου h η σταθερά του Planck ($h = 4,135 \times 10^8 \text{ eV} \cdot \text{s}$).

Η συχνότητα οποιαδήποτε ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας είναι αντιστρόφως ανάλογη του μήκους κύματός της όπως φαίνεται και από την σχέση:

$$c = \lambda\nu \rightarrow \lambda = \frac{c}{\nu} \rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda} \quad (1.2)$$

όπου c η ταχύτητα φωτός ($c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$), λ το μήκος κύματος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας και ν η συχνότητά της [1].

Στο σχήμα (1.1) φαίνεται τη θέση της ακτινοβολίας X σε σχέση με άλλες ηλεκτρομαγνητικές ακτινοβολίες όσον αφορά το μήκος κύματος και την συχνότητά τους καθώς και άλλες παραμέτρους.



Σχήμα 1.1: Φάσμα, συχνότητα και ενέργειες ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.

1.2 Παραγωγή ακτινοβολίας X

Η παραγωγή των ακτίνων X επιτυγχάνεται με τη βοήθεια κατάλληλων διατάξεων που ονομάζονται λυχνίες ακτίνων X. Η αρχή λειτουργίας αυτών των λυχνιών βασίζεται στην επιτάχυνση μιας δέσμης ηλεκτρονίων μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο. Τα ηλεκτρόνια προσπίπτουν σε κατάλληλο στόχο. Εκεί επιβραδύνονται και η κινητική ενέργεια μετατρέπεται κατά 99% περίπου, σε θερμότητα και κατά 1% σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία (ακτίνες X κυρίως). Για πεδίο με τάση 120V, το βάθος διείσδυσης των ηλεκτρονίων στο υλικό του στόχου είναι 0,02mm. Μέχρι αυτό το βάθος παράγονται ακτίνες X και θερμότητα.

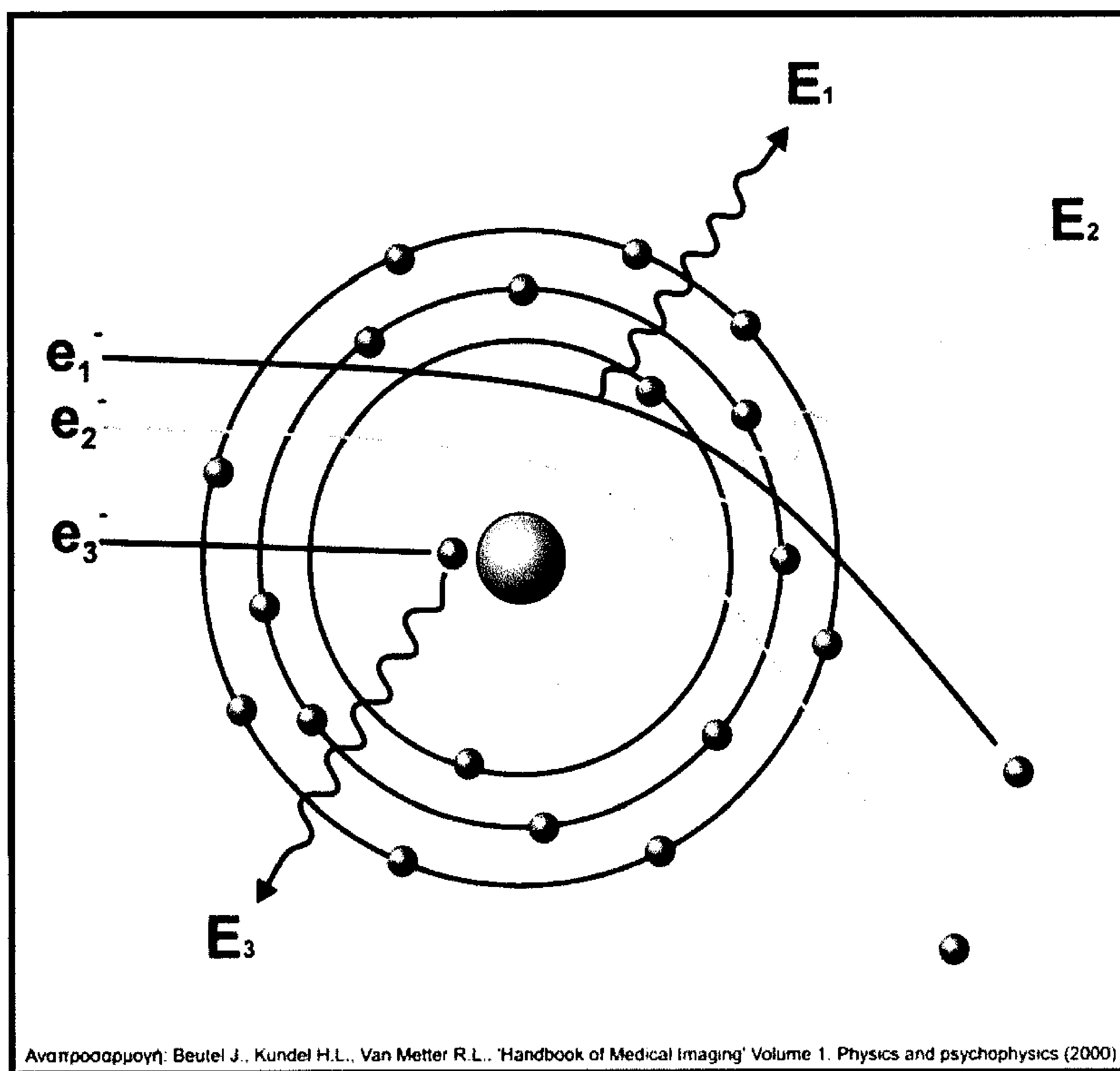
Η παραγωγή της ακτινοβολίας βασίζεται σε δυο φυσικούς μηχανισμούς:

1. Αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων με τα ηλεκτρικά πεδία των ατόμων του στόχου με αποτέλεσμα την επιβράδυνσή τους. Η ακτινοβολία που παράγεται με αυτόν τον τρόπο χαρακτηρίζεται συνήθως ως ακτινοβολία «Bremstrahlung», ή «ακτινοβολία πεδήσεως» (brake radiation), ή και «λευκή ακτινοβολία» (white radiation).

Σύμφωνα με την κλασική θεωρία, αν ένα φορτισμένο σωματίο επιβραδυνθεί, θα εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ενέργεια. Όταν κινούμενα ηλεκτρόνια προσπέσουν πάνω σε έναν μεταλλικό στόχο (όπως είναι η άνοδος), τότε τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν με το ηλεκτροστατικό πεδίο του πυρήνα και υφίστανται αλλαγή στην ταχύτητά τους, δηλαδή επιβράδυνση. Η ακτινοβολία πέδησης παράγεται από αυτή την διαδικασία. Η συνολική ένταση της ακτινοβολίας αυτής προκύπτοντας από ένα φορτισμένο σωματίδιο μάζας m και φορτίου Ze που προσπίπτει σε ένα πυρήνα φορτίου Ze είναι ανάλογη με:

$$I_{\text{bremstrahlung}} \propto \frac{Z^2 \cdot z^4 \cdot e^6}{m^2} \quad (1.3)$$

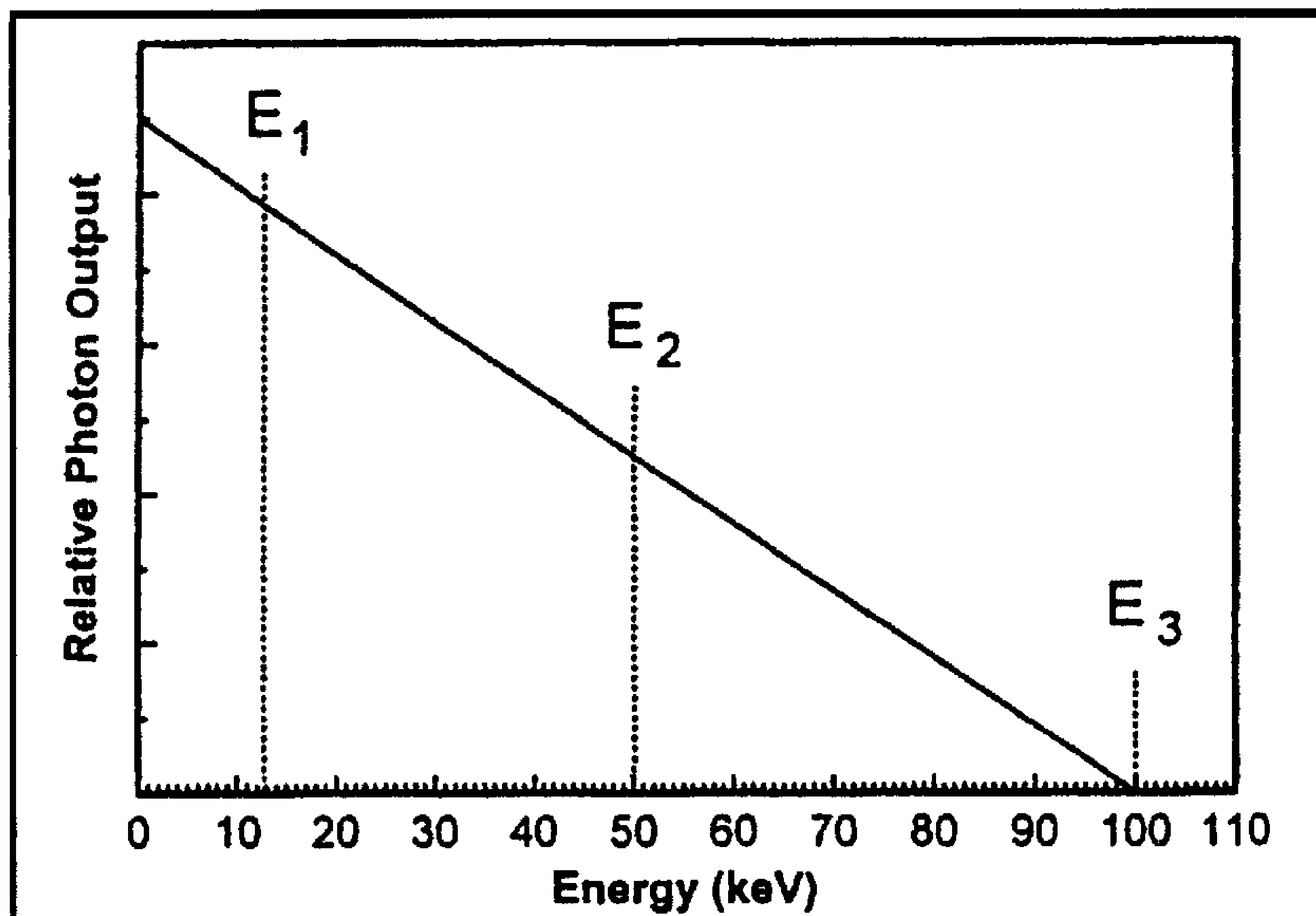
Η ικανότητα πέδησης μειώνεται αρκετά αν στην θέση του φορτισμένου σωματίου μπει, αντί για ηλεκτρόνιο, ένα πρωτόνιο ή ένα σωματίο α. Το πρωτόνιο και το σωματίο α είναι 1836 φορές βαρύτερα από το ηλεκτρόνιο, οπότε σύμφωνα με τον παραπάνω τύπο είναι πάνω από 3 εκατομμύρια φορές (1836^2) λιγότερα ικανά. Ο όρος Z^2 δείχνει ότι η παραγωγή πέδησης αυξάνεται απότομα καθώς αυξάνεται ο ατομικός αριθμός του στόχου. Έτσι προτιμώνται στόχοι με υψηλό ατομικό αριθμό [1]. Ο μηχανισμός της ακτινοβολίας πέδησης φαίνεται στο σχήμα (1.2)



Σχήμα 1.2 : Μηχανισμός της ακτινοβολίας πέδησης ή Bremstrahlung.

Στο σχήμα αυτό τα προσπίπτοντα ηλεκτρόνια δείχνονται να περνάνε δίπλα από τον πυρήνα του ατόμου στόχου, και να εκπέμπονται μέσω πέδησης ακτίνες X διαφορετικών ενεργειών (E_1 , E_2 και E_3). Τα ηλεκτρόνια που προσπίπτουν ξυστά από το ατομικό ηλεκτροστατικό πεδίο (π.χ. e_1^- στο σχήμα 1.2) δίνουν μόνο ένα μικρό ποσοστό από την κινητική τους ενέργεια. Η παραγόμενη ακτινοβολία X έχει σχετικά μικρή ενέργεια (E_1) και το ηλεκτρόνιο έχει ακόμα αξιόλογη κινητική

ενέργεια και μπορεί να συνεχίσει να αλληλεπιδρά με άλλα άτομα στον στόχο. Στην περίπτωση όπου ένα ηλεκτρόνιο (e_3^-) αλληλεπιδράσει με ένα άτομο και δώσει όλη την κινητική του ενέργεια, τότε ακτινοβολείται μια ακτίνα X ίσης ενέργειας με του προσπίπτοντος ηλεκτρονίου [1]. (E3 στο σχήμα 1.2)



Σχήμα 1.3: Θεωρητική κατανομή ακτινοβολίας πέδησης.

Το σχήμα (1.3) απεικονίζει την θεωρητική ενεργειακή κατανομή της ακτινοβολίας πέδησης από ένα παχύ στόχο, που παράγεται από μονοενεργειακή ακτινοβολία ηλεκτρονίων (π.χ. 100 keV). Το μοντέλο του παχύ στόχου προβλέπει τον στόχο σαν στρώματα, και χάρη στην προοδευτική μείωση της ενέργειας των περισσότερων βαθιά διεισδυμένων ηλεκτρονίων, οι ακτίνες X που παράγονται στα μεγαλύτερα βάθη έχουν μια προοδευτικά μειωνόμενη μέγιστη ενέργεια. Αυτή η διαδικασία περιγράφεται μαθηματικά με την παρακάτω σχέση:

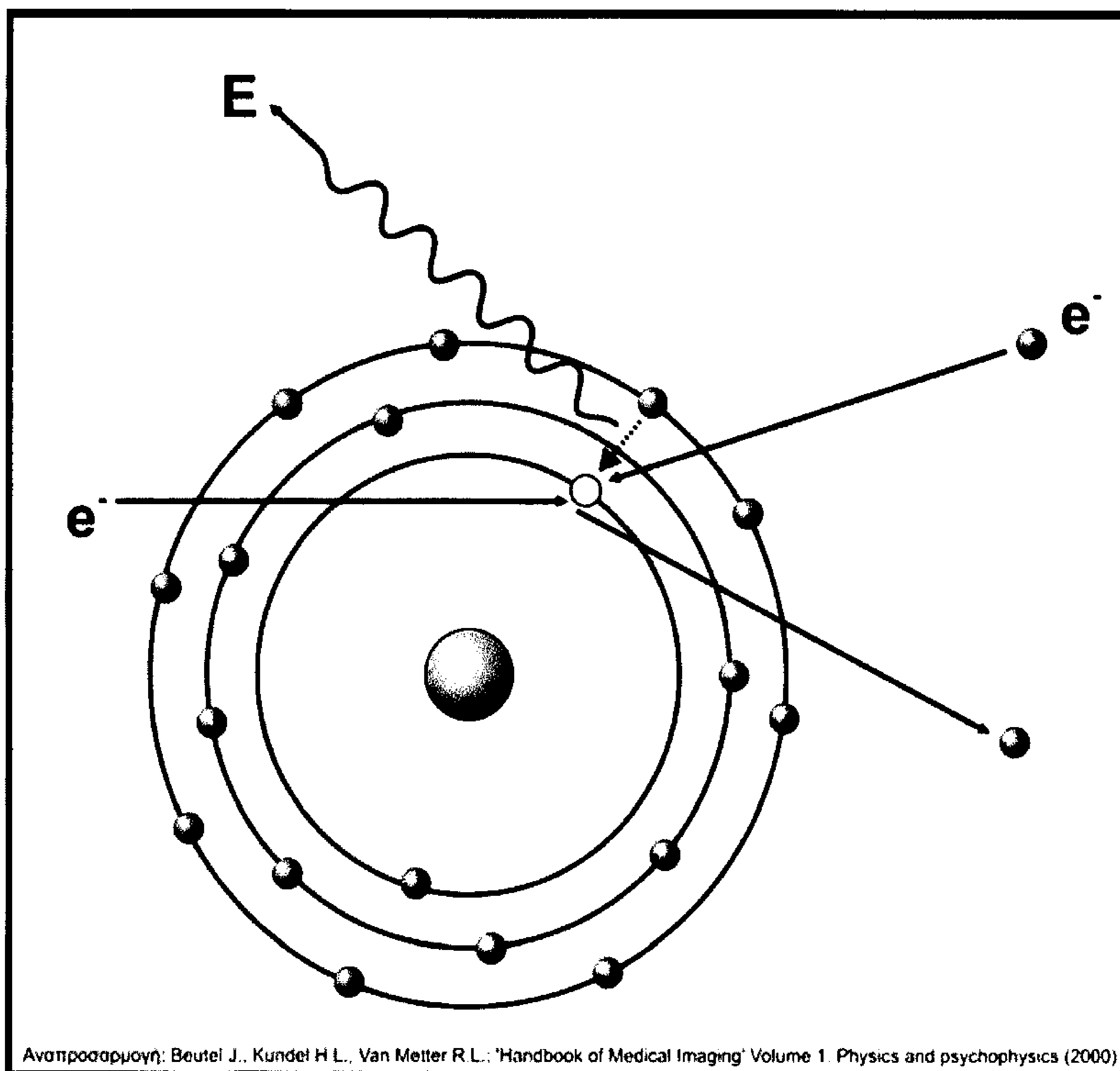
$$\Psi(E) = k \cdot Z(E_{\max} - E) \quad (1.4)$$

όπου $\Psi(E)$ είναι το ιστόγραμμα της έντασης (αριθμός x ενέργεια) των ακτίνων X ενέργειας E ανά ενεργειακό διάστημα, k είναι μια σταθερά, Z είναι ο ατομικός αριθμός του στόχου, E_{\max} είναι η κινητική ενέργεια της προσπίπτουσας δέσμης ηλεκτρονίων και $E \leq E_{\max}$. Το φάσμα του παχύ στόχου δείχνεται στο σχήμα (1.3). Η εξάρτηση από τον ατομικό αριθμό Z είναι γραμμική, αντίθετα από την σχέση (1.3), επειδή σε αυτήν την περίπτωση το συνολικό φάσμα εκπομπής ακτινοβολίας πέδησης δεν θεωρείται μόνο σε μια ενέργεια E αλλά σε πολλές ενέργειες [1].

2. Αλληλεπίδραση (ή «σύγκρουση») των προσπιπτόντων ηλεκτρονίων με τα περιφερειακά ηλεκτρόνια των ατόμων. Τα περιφερειακά ηλεκτρόνια

προσλαμβάνουν ενέργεια, διεγείρονται και μετά από ένα μικρό χρονικό διάστημα, αποδιεγείρονται. Κατά την αποδιέγερση εκπέμπεται ακτινοβολία που ονομάζεται «χαρακτηριστική ακτινοβολία X» (characteristic radiation). Συχνά χρησιμοποιείται και ο όρος «ακτίνες X φθορισμού» (fluorescent X-rays).

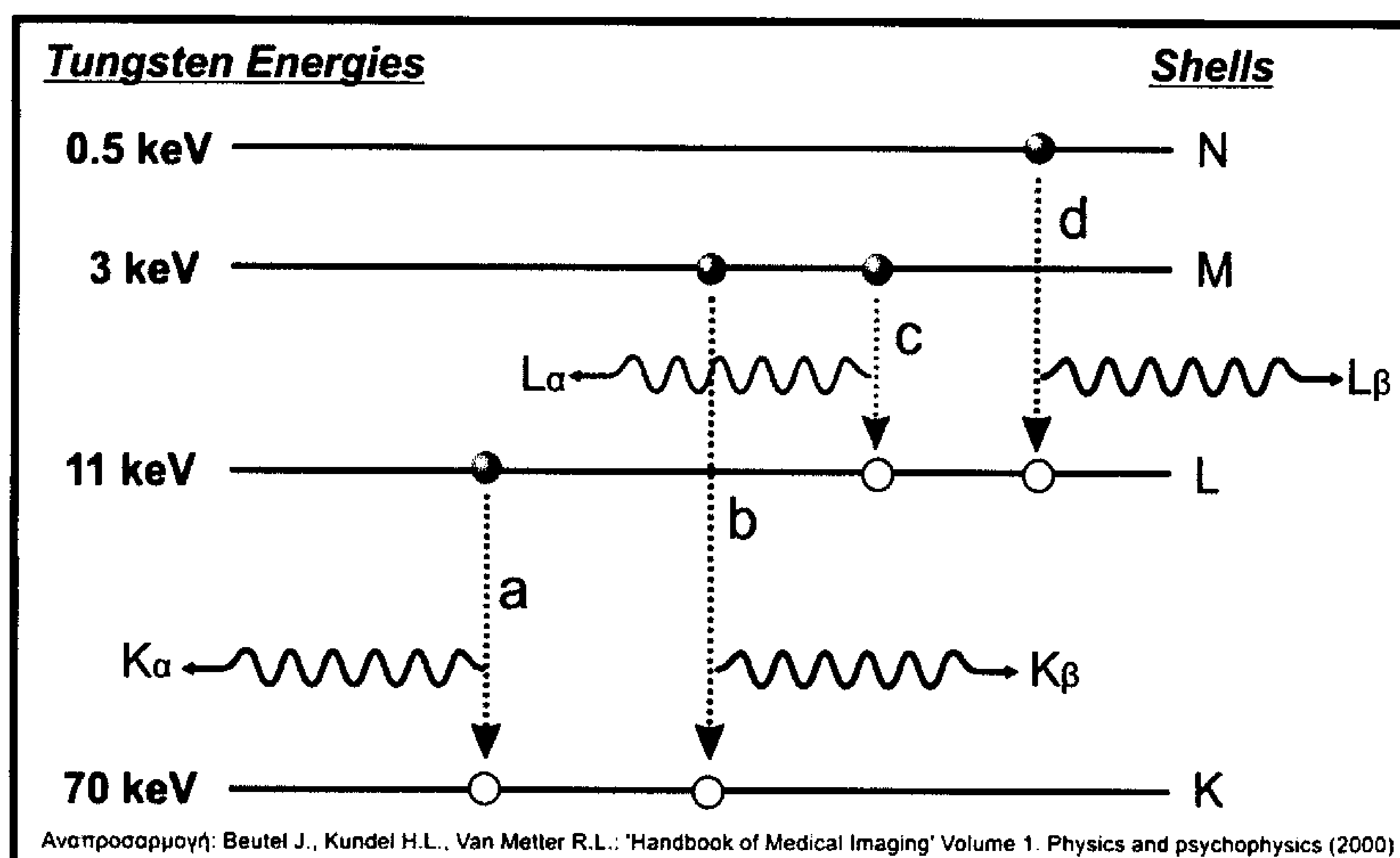
Στο κλασικό μοντέλο του Bohr για το άτομο, τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν τροχιακά με συγκεκριμένες κβαντισμένες ενεργειακές στάθμες. Τα ηλεκτρόνια είναι συνδεδεμένα με τον πυρήνα μέσω αλληλεπιδράσεων των φορτίων. Η K στοιβάδα έχει το μέγιστο 2 ηλεκτρόνια, τα οποία είναι συνδεδεμένα περίπου με την ίδια ενέργεια σύνδεσης (Binding energy). Η L στοιβάδα έχει το μέγιστο 8 ηλεκτρόνια, τα οποία είναι συνδεδεμένα με τον πυρήνα με περίπου την ίδια ενέργεια σύνδεσης, αλλά η ενέργεια αυτή είναι σημαντικά μικρότερη από την αντίστοιχη των ηλεκτρονίων που βρίσκονται στην στοιβάδα K.



Σχήμα 1.4: Παραγωγή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας (characteristic radiation).

Στο σχήμα (1.4) παρουσιάζεται ένα 'βομβαρδιζόμενο' ηλεκτρόνιο να κτυπά ένα ηλεκτρόνιο της εσωτερικής στοιβάδας (K) του ατόμου, και να το αποβάλλει από την τροχιά του. Έτσι προκύπτει μια κενή θέση στην στοιβάδα K, και αυτή η θέση θα καλυφθεί από ένα ηλεκτρόνιο του ατόμου πιο μακρινής στοιβάδας (L, M, N κλπ).

Αυτό ,με την σειρά του, θα αφήσει μια κενή θέση στην στοιβάδα, η οποία θα καλυφθεί από ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται σε πιο μακρινή στοιβάδα. Συνεπώς, η αποβολή ενός ηλεκτρονίου της K στοιβάδας προκαλεί ολόκληρη διαδοχική ακολουθία μεταπτώσεων, μέχρι τα ηλεκτρόνια της εξώτατης στοιβάδας να καλυφθούν από ελεύθερα ηλεκτρόνια του περιβάλλοντος (π.χ. όλα αυτά τα βομβαρδιζόμενα και αποβαλλόμενα ηλεκτρόνια όταν χάσουν την κινητική τους ενέργεια χρειάζονται κάποιο μέρος να αποδώσουν την ενέργειά τους). Επειδή η ενέργεια των ηλεκτρονίων σε κάθε στοιβάδα καθορίζεται από διακριτές κβαντισμένες τιμές, η μετάβαση ενός ηλεκτρονίου από μια στοιβάδα σε άλλη προϋποθέτει την ενέργεια που εκπέμπεται. Δηλαδή η εκπεμπόμενη χαρακτηριστική ακτινοβολία X έχει ενέργεια ίση με την διαφορά μεταξύ των ενεργειών σύνδεσης των 2 στοιβάδων. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα των στοιβάδων K, L, M, N για άνοδο Βολφραμίου. Στο σχήμα 1.5 απεικονίζονται οι ενέργειες σύνδεσης των ηλεκτρονίων της κάθε στοιβάδας (σε keV) [1].



Σχήμα 1.5: Ενεργειακό διάγραμμα στοιβάδων K, L, M, N για άνοδο Βολφραμίου.

Τα ηλεκτρόνια της στοιβάδας K του Βολφραμίου έχουν ενέργεια σύνδεσης περίπου 70 keV, της στοιβάδας L 11 keV, της στοιβάδας M 3 keV και της στοιβάδας N 0,5 keV. Για μετάπτωση ενός ηλεκτρονίου της στοιβάδας L (11 keV) στην στοιβάδα K (70 keV) εκπέμπεται ένα φωτόνιο X ενέργειας 59 keV [(11-70 keV)]. Η παραγωγή αυτή αναφέρεται σαν εκπομπή K_{α} , επειδή ο δέκτης ήταν η στοιβάδα K και το ηλεκτρόνιο δόθηκε από την αμέσως επόμενη στοιβάδα (υπήρχε μία μετάπτωση). Η μετάπτωση ενός ηλεκτρονίου της στοιβάδας M (3 keV) στην στοιβάδα K (70 keV) προκαλεί την εκπομπή ενός φωτονίου X ενέργειας 67 keV [(3-70 keV)]. Η παραγωγή αυτή αναφέρεται σαν εκπομπή K_{β} , επειδή ο δέκτης ήταν η στοιβάδα K και το ηλεκτρόνιο δόθηκε από την στοιβάδα M (το β σημαίνει ότι το ηλεκτρόνιο δωρίστηκε από 2 ή περισσότερες στοιβάδες μακριά). Οι μεταπτώσεις ηλεκτρονίων από την στοιβάδα M στην L και από την στοιβάδα N στην L παράγουν την L_{α} και L_{β} εκπομπή αντίστοιχα. Οι χαρακτηριστικές ακτινοβολίες X παράγουν διακριτές φασματικές γραμμές. Κάθε

στοιχείο του περιοδικού πίνακα έχει την δικιά του μοναδική ενέργεια σύνδεσης για κάθε στοιβάδα. Έτσι οι ενέργειες των χαρακτηριστικών ακτινοβολιών X είναι χαρακτηριστικές (μοναδικές) για κάθε άτομο. Υπάρχει πάντως μια λεπτή διαφορά στην παραπάνω περιγραφή: Δεν υπάρχουν 2 ηλεκτρόνια του ίδιου ατόμου που πραγματικά να έχουν ακριβώς την ίδια ενέργεια σύνδεσης, και έτσι υπάρχει μια ελαφριά διαφορά στην ενέργεια σύνδεσης 2 ηλεκτρονίων της ίδιας στοιβάδας. Ανάλογα με το ποιο από τα 2 ηλεκτρόνια αποβάλλεται από την στοιβάδα K, η K_{α} χαρακτηριστική ακτινοβολία θα είναι είτε $K_{\alpha 1}$ (59,32 keV) είτε $K_{\alpha 2}$ (57,98 keV). Η K_{β} χαρακτηριστική ακτινοβολία θα είναι είτε $K_{\beta 1}$ (67,23 keV) είτε $K_{\beta 2}$ (69,09 keV). Οι εξωτερικές στοιβάδες (L και πάνω) έχουν πολύ περισσότερα ηλεκτρόνια και έτσι μεταπτώσεις όπως $L_{\alpha 3}$ ή $L_{\beta 4}$ είναι δυνατές. Ωστόσο αυτές οι διακρίσεις αντιπροσωπεύουν πολύ μικρές διαφορές στην ενέργεια [1].

Το μεγαλύτερο ποσοστό της ακτινοβολίας που παράγεται σε μια συνήθη λυχνία ακτίνων X, οφείλεται στον πρώτο από τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς.

Τα φωτόνια X που εκπέμπονται κατ' αυτόν τον τρόπο έχουν μια συνεχή κατανομή ενεργειών από την περιοχή του υπεριώδους μέχρι μια μέγιστη τιμή ίση με $E_{\max} = e \cdot V$. Όπου V είναι η τάση που επιταχύνει τα ηλεκτρόνια και e το φορτίο των ηλεκτρονίων. Η τάση εκφράζεται σε kV (kiloVolt) και η ενέργεια σε keV (kiloelectron Volt). Συνήθως χρησιμοποιείται και ο συμβολισμός kVp (kiloVolt peak) που υποδηλώνει ότι πρόκειται για τη μέγιστη τιμή (τιμή κορυφής - peak) της ανορθωμένης τάσης της ηλεκτρικής γεννήτριας.

Η ακτινοβολία πεδήσεως εκπέμπεται προς όλες τις διευθύνσεις αλλά είναι κάπως εντονότερη σε διευθύνσεις κάθετες ως προς τη δέσμη των ηλεκτρονίων. Το ποσοστό της ενέργειας που μετατρέπεται σε ακτινοβολία είναι ανάλογο του ατομικού αριθμού του υλικού του στόχου και της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων. Επίσης η ποσότητα της ακτινοβολίας (αριθμός φωτονίων, ένταση, ροή ενέργειας) είναι ανάλογη του τετραγώνου της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων.

Τα φωτόνια που εκπέμπονται με το δεύτερο μηχανισμό έχουν συγκεκριμένες και αυστηρά καθορισμένες τιμές ενέργειας. Οι τιμές αυτές αντιστοιχούν στις ενεργειακές διαφορές των ατομικών σταθμών και είναι χαρακτηριστικές για το υλικό του στόχου.

Ο φυσικός H. A. Bethe ανέπτυξε μια μαθηματική έκφραση για τις απώλειες ενέργειας ενός ηλεκτρονίου που μετατρέπεται σε ακτινοβολία πεδήσεως. Η σχέση αυτή είναι:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_R = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} 4 \ln\left(\frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (1.5)$$

όπου το πηλίκο dE/dx εκφράζει τις απώλειες ενέργειας ανά μονάδα μήκους, σε erg/cm, E είναι η ενέργεια του ηλεκτρονίου σε erg, Z ο ατομικός αριθμός του υλικού, m_0 η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου, c η ταχύτητα του φωτός. Το γινόμενο NZ εκφράζει την πυκνότητα ηλεκτρονίων (e^- ανά cm^{-3}) στο υλικό. Θα πρέπει πάντως να διευκρινισθεί ότι η ανωτέρω σχέση ισχύει για ηλεκτρόνια υψηλής ενέργειας.

Στο εσωτερικό του στόχου τα ηλεκτρόνια υφίστανται πολλαπλές σκεδάσεις λόγω του ότι δεν είναι αρκετά λεπτός. Κατά συνέπεια δεν έχουν όλα την ίδια διεύθυνση έτσι και οι ακτίνες X κατανέμονται προς όλες τις διευθύνσεις [1].

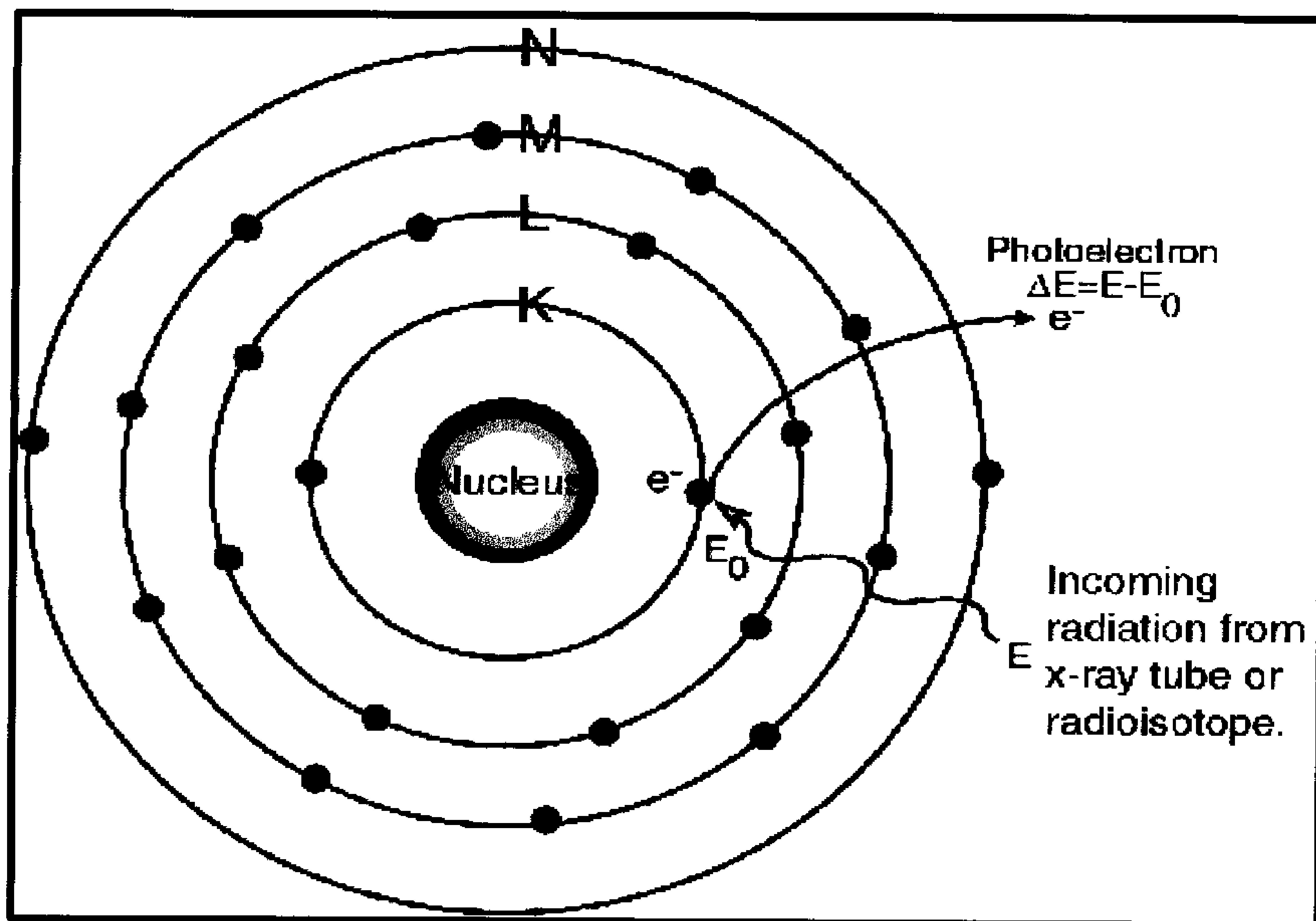
1.3 Αλληλεπίδραση ακτινοβολίας X

1.3.1 Εισαγωγή

Η ακτινοβολία X αλληλεπιδρά με την ύλη με διάφορα φαινόμενα όπως φωτοηλεκτρικό, το φαινόμενο Compton, το φαινόμενο Rayleigh κ.α. Παρακάτω θα παρουσιάσουμε τα κυριότερα φαινόμενα που παρατηρούνται στις ενέργειες της μαστογραφίας και της ακτινογραφίας.

1.3.2 Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο (Atomic Photoelectric)

Όταν ένα φωτόνιο X ή γ «συγκρούεται» με κάποιο ισχυρά συνδεδεμένο ηλεκτρόνιο των εσωτερικών στιβάδων ενός ατόμου, ένα μέρος της ενέργειας του φωτονίου καταναλώνεται για να υπερνικηθεί η έλξη του πυρήνα και να αποσπαστεί το ηλεκτρόνιο από το άτομο. Το υπόλοιπο μέρος της ενέργειας αποδίδεται στο ηλεκτρόνιο υπό μορφή κινητικής ενέργειας. Μετά την σύγκρουση το φωτόνιο εξαφανίζεται. Αφού όμως από το άτομο αποσπάστηκε ένα ηλεκτρόνιο, παρουσιάζεται μία κενή θέση σε κάποια από τις ενεργειακές στιβάδες του. Η κενή αυτή θέση, που συνήθως είναι στην στιβάδα K, καλύπτεται από κάποιο άλλο ηλεκτρόνιο υψηλότερης ενεργειακής στάθμης. Η μετακίνηση αυτή του ηλεκτρονίου στη στιβάδα K συνοδεύεται από εκπομπή της περισσευούμενης ενέργειας υπό μορφή ακτινοβολίας όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6.



Σχήμα 1.6: Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Τόσο η ενέργεια του αποσπασθέντος ηλεκτρονίου όσο και το νέο φωτόνιο απορροφώνται σύντομα μέσα στους ιστούς. Το φαινόμενο αυτό συχνά αναφέρεται και ως φωτοηλεκτρική απορρόφηση επειδή τελικά απορροφάται ολόκληρη η ενέργεια του αρχικού φωτονίου.

Για το ενεργειακό ισοζύγιο του φαινομένου διατυπώνεται η λεγόμενη φωτοηλεκτρική εξίσωση του Einstein:

$$E = h\nu = \frac{m_e v^2}{2} + E_1 \quad (1.6)$$

Ο πρώτος όρος του αθροίσματος εκφράζει την κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου και ο δεύτερος την ενέργεια ιονισμού (ή δυναμικό ιονισμού) που αντιστοιχεί στο ηλεκτρόνιο που αποσπάται.

Η φωτοηλεκτρική απορρόφηση χαρακτηρίζεται από το γραμμικό συντελεστή φωτοηλεκτρικής απορρόφησης τ . Ο συντελεστής αυτός εκφράζει το ποσοστό της έντασης μιας δέσμης φωτονίων που απορροφάται μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Η τιμή του εξαρτάται από την ενέργεια E των φωτονίων, την πυκνότητα και τον ατομικό αριθμό του υλικού μέσα από το οποίο διέρχεται η ακτινοβολία. Συχνά επίσης χρησιμοποιείται και ο μαζικός συντελεστής φωτοηλεκτρικής απορρόφησης τ/ρ .

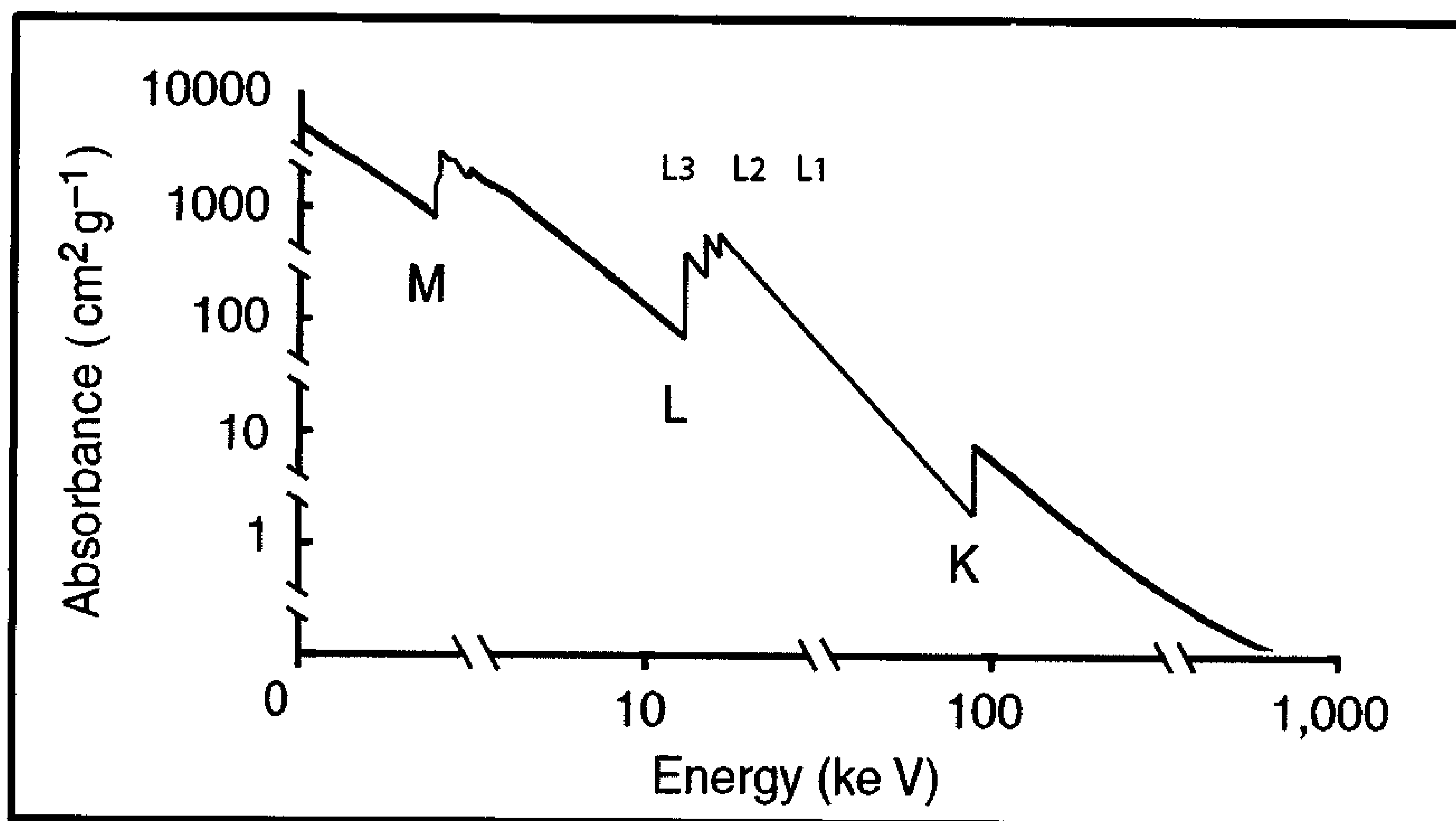
Η πιθανότητα να συμβεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο είναι πολύ μεγάλη στα άτομα με υψηλό ατομικό αριθμό (ανάλογη του Z^3). Επίσης η πιθανότητα αυτή ελαττώνεται όταν αυξάνεται η ενέργεια των φωτονίων (ανάλογη του $1/E^3$).

Όπως έχει διαπιστωθεί πειραματικά ο συντελεστής φωτοηλεκτρικής απορρόφησης μπορεί να εκφραστεί με τον ακόλουθο τρόπο:

$$\tau \approx k \frac{Z^m}{E^n} \frac{\rho}{(AB)} \quad (1.7)$$

όπου ρ η πυκνότητα του υλικού και (AB) είναι το ατομικό βάρος. Οι τιμές των m και n εξαρτώνται από την ενέργεια E και k είναι ένας συντελεστής που εξαρτάται από την ατομική στιβάδα στην οποία ανήκει το ηλεκτρόνιο με το οποίο αλληλεπιδρά το προσπίπτον φωτόνιο.

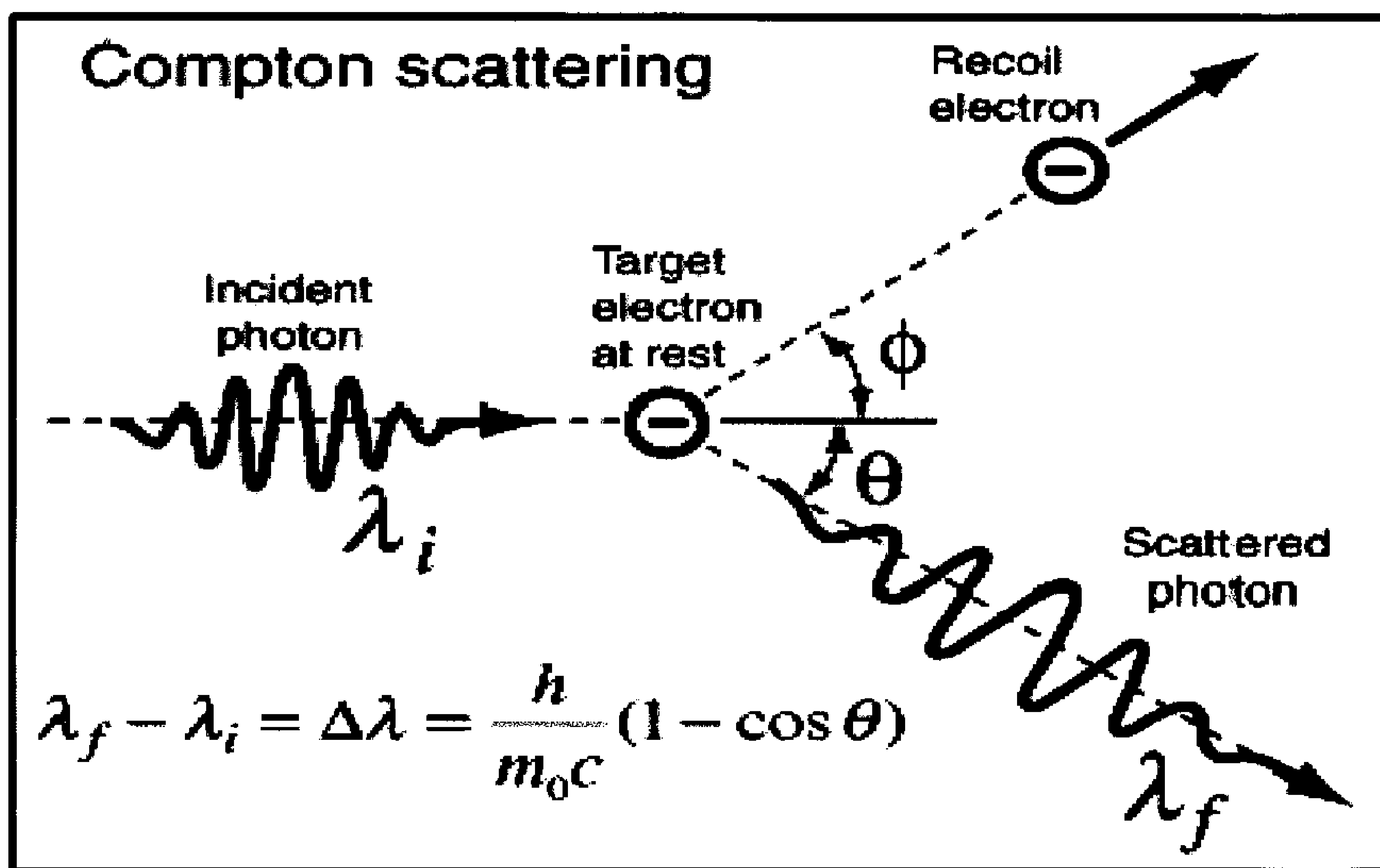
Η φωτοηλεκτρική απορρόφηση των φωτονίων X και γ αυξάνει απότομα όταν η ενέργεια αυτών των φωτονίων προσεγγίζει τις τιμές ενέργειας των διαφόρων στιβάδων ενός ατόμου. Στο σχήμα 1.7 παρατηρούμε την μεταβολή του μαζικού συντελεστή φωτοηλεκτρικής απορρόφησης σε συνάρτηση με την ενέργεια των φωτονίων. Στο σχήμα αυτό (σχήμα 1.7) παρατηρούμαι μια απότομη αύξηση της τιμής αυτού του συντελεστή για τις τιμές ενέργειας που αντιστοιχούν στις στιβάδες K και L διαφόρων ατόμων. Αυτές οι απότομες αυξήσεις ονομάζονται συνήθως αιχμές - K, αιχμές - L κ.λπ. (K, L edges) [1, 2, 6].



Σχήμα 1.7: Μαζικός συντελεστής απορρόφησης σε συνάρτηση με την ενέργεια.

1.3.3 Σκέδαση Compton (Scattering Incoherent)

Είναι η αλληλεπίδραση ενός φωτονίου με κάποιο ηλεκτρόνιο χαλαρά συνδεδεμένο με το άτομο ή τελείως ελεύθερο (σχήμα 1.8). Κατά τη αλληλεπίδραση αυτή ένα μέρος της αρχικής ενέργειας του φωτονίου παρέχεται στο ηλεκτρόνιο υπό μορφή κινητικής ενέργειας. Η υπόλοιπη ποσότητα ενέργειας παραμένει στο φωτόνιο το οποίο μετά την αλληλεπίδραση αλλάζει διεύθυνση διάδοσης. Η γωνία της νέας διεύθυνσης (σε σχέση με την αρχική) ονομάζεται γωνία σκέδασης.



Σχήμα 1.8: Φαινόμενο Compton.

Όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία τόσο μεγαλύτερη είναι και η ενέργεια που αποδίδεται στο ηλεκτρόνιο. Κατά συνέπεια τόσο μικρότερη θα είναι και η ενέργεια που συγκρατείται από το σκεδαζόμενο φωτόνιο. Το μήκος κύματος λ_f του σκεδαζόμενου φωτονίου παρέχεται από την εξίσωση:

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) \quad \text{ή}$$

$$\lambda_f - \lambda_i = 0,024(1 - \cos \theta) \quad (1.8)$$

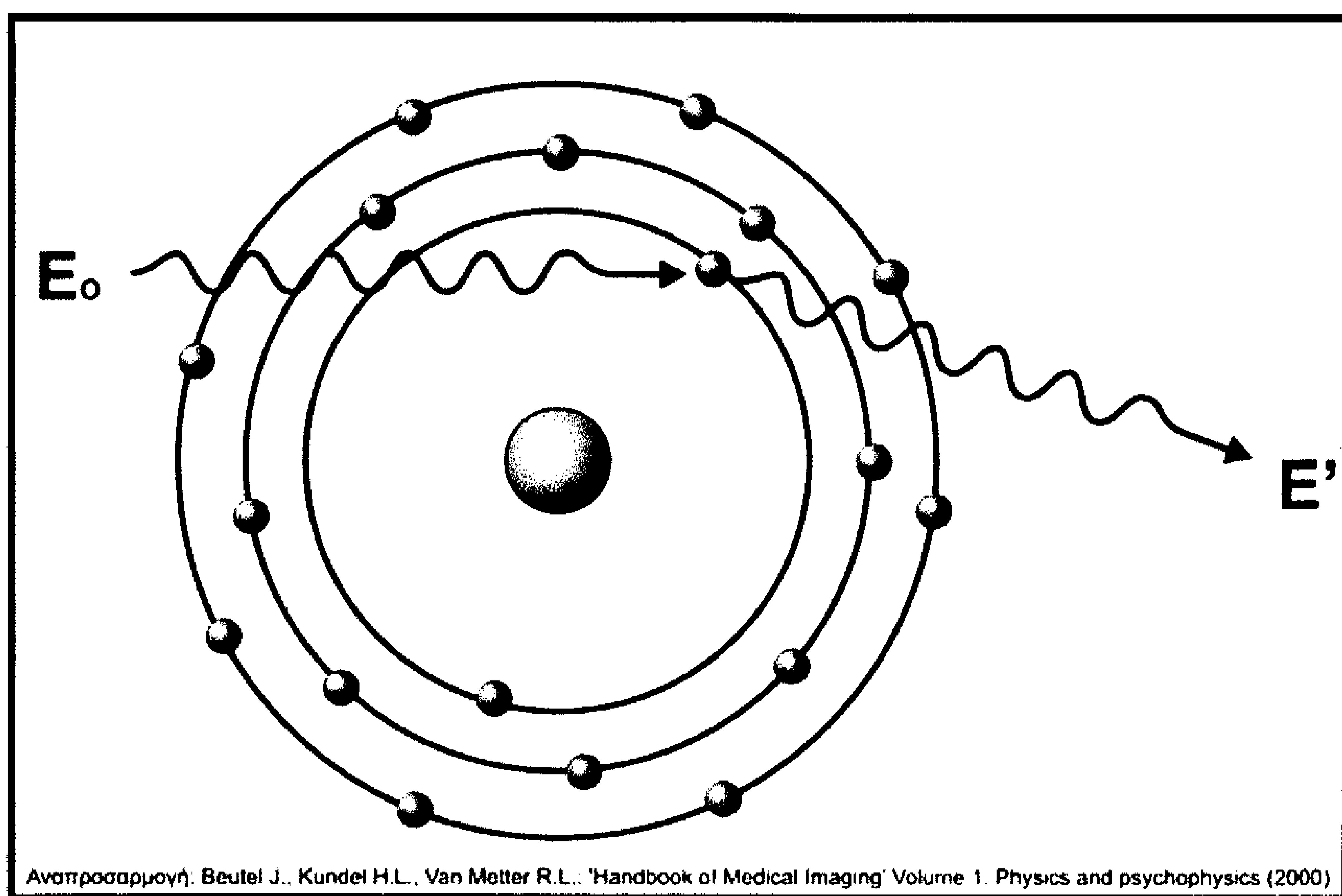
Στην εξίσωση αυτή το θ συμβολίζει τη γωνία σκέδασης και το λ_i το μήκος κύματος του αρχικού φωτονίου, m_0 είναι η μάζα ηρεμίας του ηλεκτρονίου, c η ταχύτητα του φωτός και h η σταθερά δράσης του Planck ($6,6265 (\pm 0,0002) \times 10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$). Η ποσότητα h/m_0 ονομάζεται μήκος κύματος Compton. Από την εξίσωση αυτή γίνεται

φανερό ότι όσο μικρότερη είναι η γωνία θ (αύξηση του $\cos\theta$) τόσο η τιμή του λ_f προσεγγίζει τη τιμή του λ_i . Αυτό σημαίνει ότι τα φωτόνια που σκεδάζονται προς διευθύνσεις ελαφρά αποκλίνουσες από την αρχική και διατηρούν ένα μεγάλο ποσοστό της αρχικής ενέργειας.

Το φαινόμενο Compton είναι ανάλογο του αριθμού των ηλεκτρονίων ανά μονάδα μάζας και της πυκνότητας του απορροφητικού υλικού. Επίσης είναι πρακτικά ανεξάρτητο από τον ατομικό αριθμό του υλικού [1, 2, 6].

1.3.4 Ελαστική σκέδαση - σκέδαση Rayleigh (Coherent Scattering)

Πρόκειται για φαινόμενο κατά το οποίο τα φωτόνια αλληλεπιδρούν «συγκρούονται») με ηλεκτρόνια των ατόμων. Μετά την αλληλεπίδραση τα φωτόνια απλώς μεταβάλλουν τη διεύθυνση διάδοσής τους, ενώ χάνεται αμελητέο ποσό από την ενέργειά τους καθώς η σκέδαση προκαλείται από όλο το άτομο συμπεριλαμβανομένου και του πρήνα και όχι από ένα ξεχωριστό ηλεκτρόνιο. Η ελαστική σκέδαση είναι μία διαδικασία κατά την οποία φωτόνια σκεδάζονται από συνδεδεμένα ηλεκτρόνια όπου το άτομο δεν έχει ιονισθεί ή διεγερθεί [1,3,4].



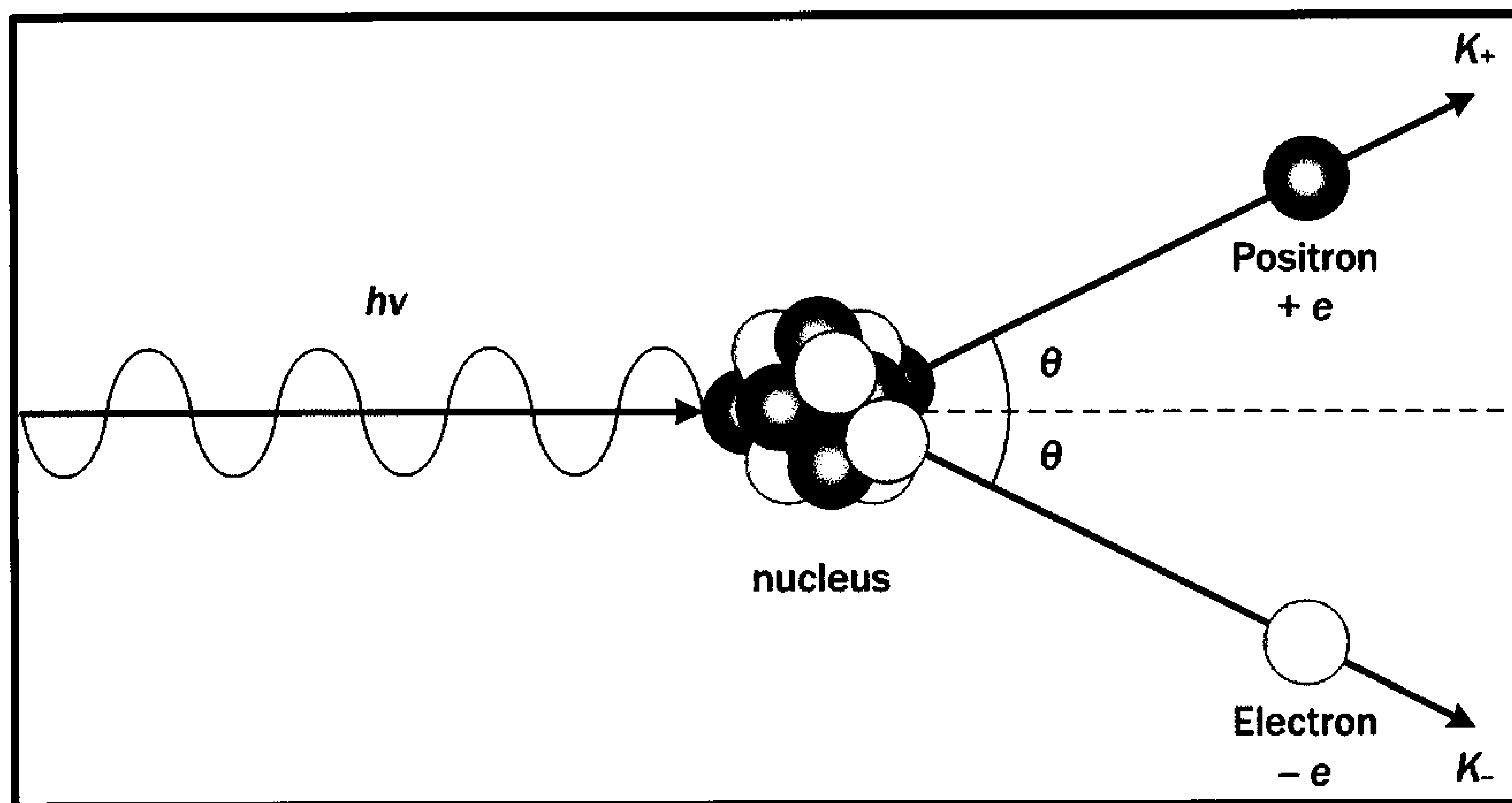
Σχήμα 1.9: Ελαστική σκέδαση - σκέδαση Rayleigh (Coherent Scattering).

1.3.5 Φαινόμενο παραγωγής ζεύγους & εξαΰλωσης (Pair Production)

Πρόκειται για δύο φαινόμενα με αντίστροφη πορεία. Κατά την παραγωγή ζεύγους ένα φωτόνιο υψηλής ενέργειας ($E > 1,022 \text{ MeV}$) αλληλεπιδρά με τον πυρήνα ενός ατόμου. Αποτέλεσμα αυτής της αλληλεπίδρασης είναι η εξαφάνιση του φωτονίου και η εμφάνιση δύο σωματιδίων, ενός ηλεκτρονίου e^- και ενός ποζιτρονίου e^+ . Το ποζιτρόνιο είναι σωματίδιο της αντιύλης. Πρόκειται για ηλεκτρόνιο με θετικό ηλεκτρικό φορτίο. Κατά το φαινόμενο αυτό μια ποσότητα ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας μετατρέπεται σε μάζα σύμφωνα με την γνωστή εξίσωση του Einstein, που περιγράφεται στην σχέση (1.9):

$$E = m \cdot c^2 \quad (1.9)$$

Στην προκειμένη περίπτωση η μάζα του ηλεκτρονίου αντιστοιχεί σε ενέργεια $0,511 \text{ MeV}$. Για τον σχηματισμό λοιπόν δύο ηλεκτρονίων (e^- και e^+) απαιτείται μία ποσότητα ενέργειας τουλάχιστον $1,022 \text{ MeV}$. Κατά το αντίστροφο φαινόμενο, την εξαΰλωση, ένα ποζιτρόνιο και ένα ηλεκτρόνιο αλληλεπιδρούν έτσι ώστε η μάζα τους να μετασχηματιστεί σε ηλεκτρομαγνητική ενέργεια. Το αποτέλεσμα είναι η εμφάνιση δύο φωτονίων τα οποία κινούνται προς αντίθετες κατευθύνσεις. Η κίνηση αυτή επιβάλλεται από τον νόμο διατήρησης της ορμής [1,3,4].



Σχήμα 1.10: Φαινόμενο παραγωγής ζεύγους & εξαΰλωσης (Pair Production)

1.4 Δοσιμετρία ακτινοβολίας X

Οι ακτίνες X αλληλεπιδρούν με την ύλη προκαλώντας ιονισμούς, αυτό επιτρέπει σε μια δέσμη ακτίνων X να μετρηθεί, χρησιμοποιώντας τους ιονισμούς που παράγει. Τα

όργανα που χρησιμοποιούνται για την μέτρηση της ακτινοβολίας X ονομάζονται δοσίμετρα. Μπορούν να μετρήσουν έκθεση ή δόση και συνήθως λειτουργούν με θάλαμο ιονισμού. Ο θάλαμος ιονισμού περιέχει αέριο το οποίο ιονίζεται από την προσπίπτουσα ακτινοβολία. Τα δημιουργούμενα ηλεκτρικά φορτία (ιόντα, ηλεκτρόνια) συλλέγονται από δύο ηλεκτρόδια και έτσι το ρεύμα που παράγεται είναι ανάλογο του βαθμού ιονισμού [7].

1.4.1 Απορροφούμενη δόση (Absorbed Dose)

Η απορροφούμενη δόση (absorbed dose) είναι το ποσό της ενέργειας που απορροφάται ανά μονάδα μάζας και δίνεται από τον τύπο:

$$D = \frac{d\bar{E}}{dm} \quad (1.10)$$

όπου $d\bar{E}$ είναι η μέση τιμή της ενέργειας που απορροφάται λόγω ακτινοβόλησης μιας μάζας dm που καταλαμβάνει στοιχειώδη όγκο dV . Οι μονάδες μέτρησης της απορροφημένης δόσης είναι:

- Στο διεθνές σύστημα μονάδων (S.I.) το gray (Gy):
1 Gy = 1 joule/Kg
- Στο σύστημα C.G.S. το rad:
1 rad = 100 erg/g

Συχνά χρησιμοποιείται ο ρυθμός απορροφημένης δόσης (absorbed dose rate) που είναι:

$$D = \frac{dD}{dt} \quad (1.11)$$

με μονάδες: Gy/s, rad/s [1].

1.4.2 Έκθεση (Exposure)

Η έκθεση δίνεται από τον τύπο:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.12)$$

όπου dQ είναι το ηλεκτρικό φορτίο, σε απόλυτη τιμή, των ιόντων ενός πρόσημου που παράγονται στον αέρα, όταν όλα τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται από τα φωτόνια (X ή γ) σε ένα στοιχειώδη όγκο αέρα μάζας dm ακινητοποιούνται τελείως στον αέρα. Η μονάδα μέτρησης της έκθεσης στο σύστημα S.I. είναι:

$$1 \text{ coulomb/kg (Cb/kg)}$$

Χρησιμοποιείται επίσης και η παλαιότερη μονάδα που είναι το Röntgen (R):

$$1R = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{Cb/kg}$$

Πολύ συχνά στην πράξη χρησιμοποιείται και ο ρυθμός έκθεσης:

$$X = \frac{dX}{dt} \quad (1.13)$$

σε (R/s ή Cb/kg·S). Χρησιμοποιείται επίσης και άλλες μονάδες όπως mR/min, mR/h, R/h, R/wk κλπ (wk: εβδομάδα) [1].

1.4.3 K.E.R.M.A. (Kinetic Energy Released in Material)

Η Kinetic Energy Released in Material ή αλλιώς K.E.R.M.A. και ορίζεται από την σχέση:

$$K = \frac{dE_k}{dm} \quad (1.14)$$

όπου dE_k είναι το άθροισμα των αρχικών κινητικών ενεργειών όλων των φορτισμένων σωματιδίων (πχ φωτόνια) σε μια μάζα dm στοιχειώδους όγκου dV . Το K.E.R.M.A. και ο ρυθμός K.E.R.M.A. έχουν ίδιες μονάδες μέτρησης με την απορροφημένη δόση και το ρυθμό απορροφημένης δόσης. Το K.E.R.M.A. αναφέρεται μόνο σε έμμεσα ιοντίζουσες ακτινοβολίες (φωτόνια, νετρόνια και άλλα ουδέτερα σωματία). Για την μέτρηση στον αέρα χρησιμοποιούμε το AIR K.E.R.M.A. [1].

1.4.4 Κβαντική ροή ή ροή φωτονίων (Quantum fluence, photon fluence)

Η κβαντική ροή ή η ροή φωτονίων ορίζεται από τον τύπο:

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (1.15)$$

όπου dN είναι ο αριθμός των φωτονίων (κβάντων) ή σωματιδίων που διέρχονται μέσω μιας στοιχειώδους επιφάνειας dS . Η ροή αυτή εκφράζεται σε μονάδες m^{-2} κλπ. Χρησιμοποιείται επίσης και ο ρυθμός κβαντικής ροής (quantum flux, photon flux) με τύπο [1]:

$$\Phi = \frac{dM}{(dSdt)} \quad (1.16)$$

1.4.5 Ροή ενέργειας ή ενεργειακή ροή (Energy fluence)

Η ροή ενέργειας ή ενεργειακή ροή (energy fluence) δίνεται από τον τύπο:

$$\Psi = \frac{dE}{dS} \quad (1.17)$$

όπου dE είναι η συνολική ενέργεια που έχουν τα φωτόνια που διέρχονται μέσω της στοιχειώδους επιφάνειας dS . Δηλαδή dE είναι το άθροισμα των ενεργειών όλων των φωτονίων. Εάν πρόκειται για σωματίδια, τότε στην ποσότητα dE δεν συμπεριλαμβάνεται η μάζα ηρεμίας των σωματιδίων (mc^2) αλλά μόνο η κινητική τους ενέργεια. Κατ'αντιστοιχία ορίζεται και ο ρυθμός ενεργειακής ροής (energy flux):

$$\Psi = \frac{dE}{(dSdt)} \quad (1.18)$$

όπου «Ψ» εκφράζεται σε μονάδες J/m^2 [1].

1.5 Φάσματα ακτινοβολίας X

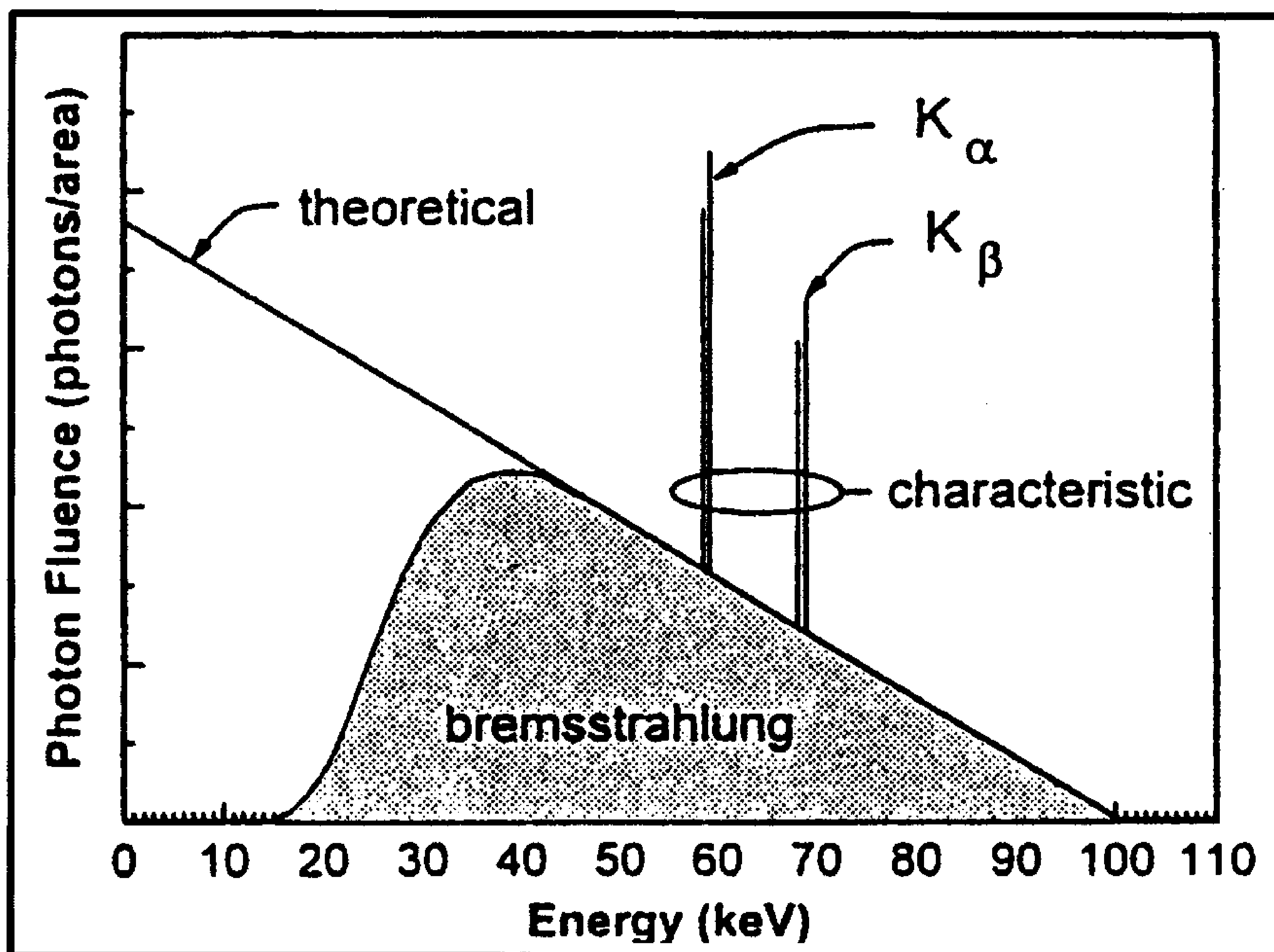
1.5.1 Εισαγωγή

Το φάσμα χαρακτηρίζει την «ταξινόμηση» των φωτονίων στον οριζόντιο άξονα ενός διαγράμματος ανάλογα με την ενέργειά τους. Πρόκειται δηλαδή για την γραφική παράσταση του αριθμού των φωτονίων (ένταση ακτινοβολίας) σε συνάρτηση με την ενέργεια. Η συμβατική σημειογραφία για την ροή φωτονίων ($photons/mm^2$) σε μια δοθείσα ενέργεια είναι $\Phi(E)$ [1,6].

Το φάσμα των ακτίνων X είναι μικτό και περιλαμβάνει δύο επιμέρους φάσματα, το συνεχές και το γραμμικό. Συνεχές ονομάζεται το φάσμα των ακτίνων X που οφείλεται στην ακτινοβολία πεδήσεως (Bremsstrahlung). Έχει καθορισμένη ανώτατη τιμή ενέργειας φωτονίων και παρουσιάζει ένα μέγιστο. Γραμμικό ονομάζεται το φάσμα των ακτίνων X που οφείλεται στη χαρακτηριστική ακτινοβολία (characteristic radiation). Εμφανίζεται με τη μορφή αιχμηρών κορυφών επικαθήμενων στο συνεχές φάσμα. Τα μήκη κύματος των κορυφών αυτών είναι χαρακτηριστικά του στοιχείου κατασκευής της ανόδου (βλ. ενότητα 1.2)[1].

Στο σχήμα 1.15 απεικονίζεται το θεωρητικό φάσμα Bremsstrahlung και οι χαρακτηριστικές φασματικές γραμμές για άνοδο Βολφραμίου, η οποία χρησιμοποιείται στην ακτινοδιαγνωστική (βλ. ενότητα 1.2).

Φαίνεται το θεωρητικό φάσμα Bremsstrahlung το οποίο ελαττώνεται γραμμικά με την αύξηση της ενέργειας. Οι χαμηλές ενέργειες των ακτίνων X απορροφώνται από τον ίδιο τον στόχο (αυτοαπορρόφηση) και από άλλες δομές της λυχνίας ακτίνων X (βλ ενότητα 1.5). Έτσι προκύπτει η σκιασμένη περιοχή η οποία αντιπροσωπεύει το φάσμα Bremsstrahlung που εκπέμπεται από μια λυχνία ακτίνων X (ανόδου Βολφραμίου). Φαίνεται η K_{α} χαρακτηριστική σαν ζεύγος ($K_{\alpha 1}$ -59,32 keV και $K_{\alpha 2}$ -57,98 keV) καθώς και η K_{β} χαρακτηριστική ($K_{\beta 1}$ -67,23 keV και $K_{\beta 2}$ -69,09 keV). Στην πράξη, δεν διαχωρίζονται οι 2 γραμμές σε κάθε ζεύγος και καταγράφονται πειραματικά σαν μία κορυφή [6].



Σχήμα 1.15: Θεωρητικό φάσμα Bremsstrahlung και χαρακτηριστικές φασματικές γραμμές ανόδου Βολφραμίου.

Η ενεργειακή κατανομή των φωτονίων μιας δέσμης, δηλαδή το φάσμα των ακτίνων X, επηρεάζεται από τους παρακάτω παράγοντες:

- **Το ρεύμα που διαρρέει τη λυχνία (mA).** Όταν διπλασιάζεται η τιμή των mA που επιλέγονται, διπλασιάζεται και ο αριθμός των παραγομένων φωτονίων X, για κάθε τιμή ενέργειας.
- **Από τη διαφορά δυναμικού (kVp) που εφαρμόζεται στα άκρα της λυχνίας.** Η αύξηση των kVp αυξάνει και τον αριθμό των παραγομένων φωτονίων και τη μέγιστη ενέργειά τους. Συνεπώς το εμβαδόν της περιοχής κάτω από την καμπύλη του φάσματος (συνολική ποσότητα εκπεμπόμενης ακτινοβολίας) είναι ανάλογο του $(kVp)^2$.
- **Από τη διήθηση της δέσμης.** Η παρεμβολή φίλτρων (π.χ. Αλουμίνιο, Μολυβδαίνιο, Ρόδιο, Λουσίτης) επηρεάζει τον αριθμό των φωτονίων: αύξηση της διήθησης προκαλεί μείωση του αριθμού των φωτονίων, αλλά αύξηση του μέσου όρου της ενέργειάς τους.
- **Από το υλικό του στόχου (Βολφράμιο-W ή Ta, Μολυβδαίνιο-Mo, Ρόδιο-Rh).** Όσο αυξάνει ο ατομικός αριθμός του στοιχείου της ανόδου, τόσο αυξάνει η παραγωγή της ακτινοβολίας πέδησης.
- **Από την ανορθωτική διάταξη της γεννήτριας.** Η χρήση τριφασικών γεννητριών, σε σχέση με τις μονοφασικές, αυξάνει το ποσοστό φωτονίων υψηλής ενέργειας. Όταν χρησιμοποιούνται μονοφασικές γεννήτριες η τάση για μεγάλο

χρονικό διάστημα έχει τιμή πολύ μικρότερη από την μέγιστη. Έτσι είναι αυξημένο το ποσοστό φωτονίων χαμηλής ενέργειας. Όταν όμως χρησιμοποιούνται τριφασικές γεννήτριες η τάση βρίσκεται συνεχώς πολύ κοντά στην μέγιστη, προκαλώντας έτσι την παραγωγή φωτονίων υψηλής ενέργειας. Μια παράμετρος που εκφράζει τις αυξομειώσεις της τάσης στα άκρα της λυχνίας είναι ο παράγων διακύμανσης της κυματομορφής (Voltage Ripple Factor). Πρόκειται για διαφορά της μέγιστης μείον της ελάχιστης τάσης εκφρασμένη ως ποσοστό. Στα συστήματα με τριφασικές γεννήτριες ο παράγοντας αυτός είναι της τάξης των 5% [1].

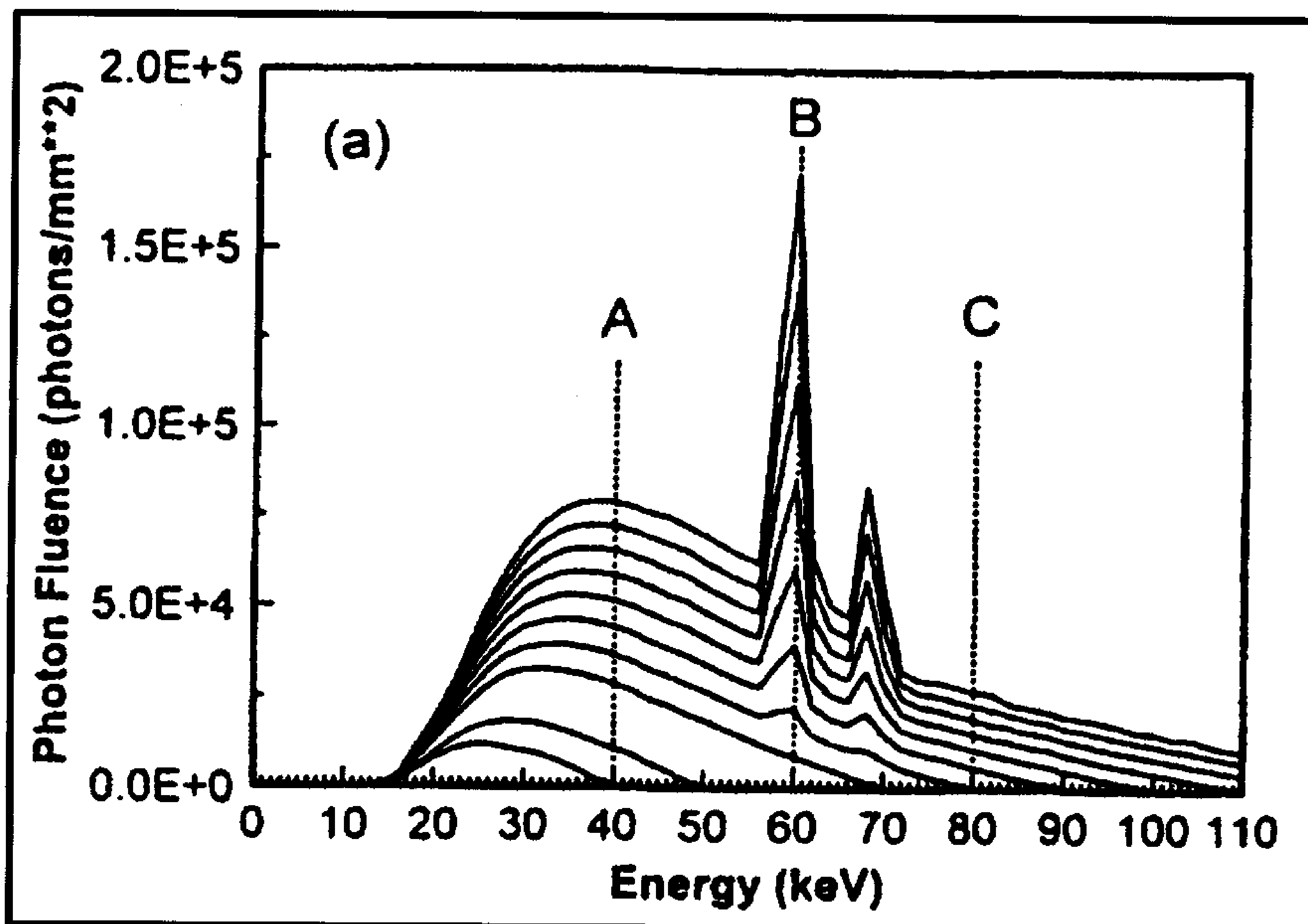
1.5.2 Φάσμα Ακτινοδιαγνωστικών συστημάτων

Αρκετοί ερευνητές έχουν αναπτύξει αλγόριθμους ή μοντέλα για να προβλέψουν την μορφή ενός φάσματος ακτίνων X δίνοντας τα kVp και άλλες παραμέτρους της δέσμης ακτίνων X. Στην παρούσα πτυχιακή παρουσιάζεται ένα μοντέλο που πρόσφατα ανέπτυξαν οι J. M. Boone και J. A. Seibert. Το μοντέλο αυτό είναι πλήρως εμπειρικό και βασίζεται σε μετρημένα με φασματογράφο ακτίνων X, φάσματα που δημοσιεύτηκαν από τον Thomas Fewell. Το μοντέλο αυτό λέγεται TASMIP δηλαδή Tungsten Anode Spectral Model using Interpolating Polynomials (Φασματικό Μοντέλο Ανόδου Βολφραμίου χρησιμοποιώντας Πολυώνυμα Παρεμβολής). Για να γίνει αυτό το μοντέλο αρχικά μετρήθηκαν με φασματογράφο ακτίνων-X 11 φάσματα (30-140 kV με βήμα 10 kV, χωρίς τα 60 kV). Αν ένα σύστημα ακτίνων-X ρυθμίζεται σε σταθερά mAs (π.χ. 1 mAs), το νούμερο των φωτονίων X που παράγονται σε μια δοθείσα ενέργεια (π.χ. 20 keV) θα αυξάνεται, καθώς αυξάνεται η εφαρμοζόμενη τάση (kV) της λυχνίας. Η ακριβής μορφή εξίσωσης που περιγράφει αυτή την αύξηση είναι μια συνιστώσα από πλήρως αναλυτικά και ημιαναλυτικά φασματικά μοντέλα. Ωστόσο, οι 11 φασματικές καταχωρήσεις στα 20 keV προσαρμόστηκαν σε μια γενική πολυωνυμική εξίσωση n βαθμού της μορφής [4,6]:

- Εάν $E \leq kVp$ τότε: $\Phi(E) = \alpha_0 \cdot [E] + \alpha_1 \cdot [E]kV + \alpha_2 \cdot [E]kV^2 + \alpha_3 \cdot [E]kV^3 + \dots + \alpha_n \cdot [E]kV^n$,
- Εάν $E > kVp$ τότε: $\Phi(E) = 0$

Για να προσδιοριστούν οι συντελεστές $\alpha_0 - \alpha_n$ στην παραπάνω εξίσωση χρησιμοποιήθηκε η ρουτίνα ελαχίστων τετραγώνων πολυωνυμικής προσαρμογής (least squares polynomial fitting routine – ‘POLFIT’) από τον Bevington (μετατράπηκε από FORTRAN σε C και χρησιμοποιήθηκε)[4]. Στα 20 keV υπήρχαν 11 ζευγάρια (όλα) τιμών ($\{\Phi_i, kV_i\}$, όπου $i=1,2,3,\dots,11$) που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν στην προσαρμογή (για την επίλυση των συντελεστών α_n). Όσο η δοθείσα ενέργεια της παραπάνω εξίσωσης αυξανόταν, τόσο λιγότερα δεδομένα ήταν διαθέσιμα για την διαδικασία προσαρμογής. Για παράδειγμα, στα 55 keV μόνο 8 από τα 11 φάσματα παρήγαγαν φωτόνια X για την επίλυση του τύπου. Τα φάσματα που παρήχθησαν από 30, 40 και 50 kV δεν είχαν φωτόνια στα 55 keV. Συνεπώς, καθώς η δοθείσα ενέργεια αυξανόταν, το νούμερο των φασματικών τιμών που συνεισέφεραν στην πολυωνυμική προσαρμογή βαθμιαία μειωνόταν. Έτσι, ο πολυωνυμικός βαθμός επίσης μειωνόταν καθώς η ενέργεια αυξανόταν, ξεκινώντας από την τιμή 4 για χαμηλές ενέργειες, φτάνοντας στην τιμή 2 στις υψηλότερες ενέργειες. Για keV μεγαλύτερα από τα δοθέντα kV της λυχνίας τα φάσματα έ-

παιρναν μηδενική τιμή, γιατί με την επίλυση της πολυωνυμικής εξίσωσης θα έπαιρναν αρνητικές τιμές - κάτι το οποίο δεν έχει φυσική σημασία. Η πολυωνυμική εξίσωση εφαρμόστηκε για όλες τις ενέργειες από 10 έως 140 keV με βήμα 1 keV.



Σχήμα 1.16: Φάσματα που παρήχθησαν μέσω της μεθόδου TASMIP συναρτήσει των keV και kVp.

Τα φάσματα που παράχθηκαν μέσω του TASMIP μοντέλου και απεικονίζονται στο παραπάνω σχήμα (1.16), είναι χωρίς επιπρόσθετο φιλτράρισμα (βλ. ενότητα 1.5). Οι χαρακτηριστικές ακτινοβολίες X (οι K_{α} και K_{β} γραμμές της ανόδου Βολφραμίου) ανήκουν στα φάσματα που παράχθηκαν από 70 kVp και πάνω.

1.6 Φίλτρα

1.6.1 Εισαγωγή

Το φάσμα μιας δέσμης ακτίνων X που παράγεται στο στόχο περιέχει μια μεγάλη ποσότητα φωτονίων χαμηλών ενεργειών. Τα φωτόνια αυτά δεν συμβάλλουν στο σχηματισμό ακτινοδιαγνωστικών εικόνων. Απορροφώνται, κατά πολύ μεγάλο ποσοστό, στο σώμα του ασθενούς και δεν φθάνουν στο σύστημα ανίχνευσης της ακτινοβολίας (φίλμ, ενισχυτής εικόνας, ανιχνευτές κλπ). Δηλαδή απλώς αυξάνουν τη δόση της ακτινοβολίας στον ασθενή. Υπάρχει συνεπώς ανάγκη «αφαίρεσης» αυτών των φωτονίων από τη δέσμη. Αυτό επιτυγχάνεται με τα φίλτρα. Τα φίλτρα είναι συνήθως πλακίδια από κατάλληλα υλικά τα οποία παρεμβάλλονται στη δέσμη και απορροφούν το τμήμα του φάσμα-

τος που αντιστοιχεί στις χαμηλές ενέργειες. Συνήθως είναι μόνιμα τοποθετημένα μπροστά στο άνοιγμα του μεταλλικού περιβλήματος απ' όπου εξέρχεται η ακτινοβολία.

Ως φίλτρα λειτουργούν επίσης το λάδι, το υάλινο κέλυφος της λυχνίας και το παράθυρο. Η πρώτη περίπτωση αναφέρεται ως εξωτερική ή πρόσθετη διήθηση/φιλτράρισμα (added filtration) και η δεύτερη ως εσωτερική ή ενυπάρχουσα διήθηση (inherent filtration).

Στην πρώτη περίπτωση, το εσωτερικό φιλτράρισμα αποτελείται από το λάδι, το υάλινο ή μεταλλικό κέλυφος της λυχνίας, το πλαστικό παράθυρο, έναν καθρέπτη σε κάποιες περιπτώσεις και τον κατευθυντήρα.

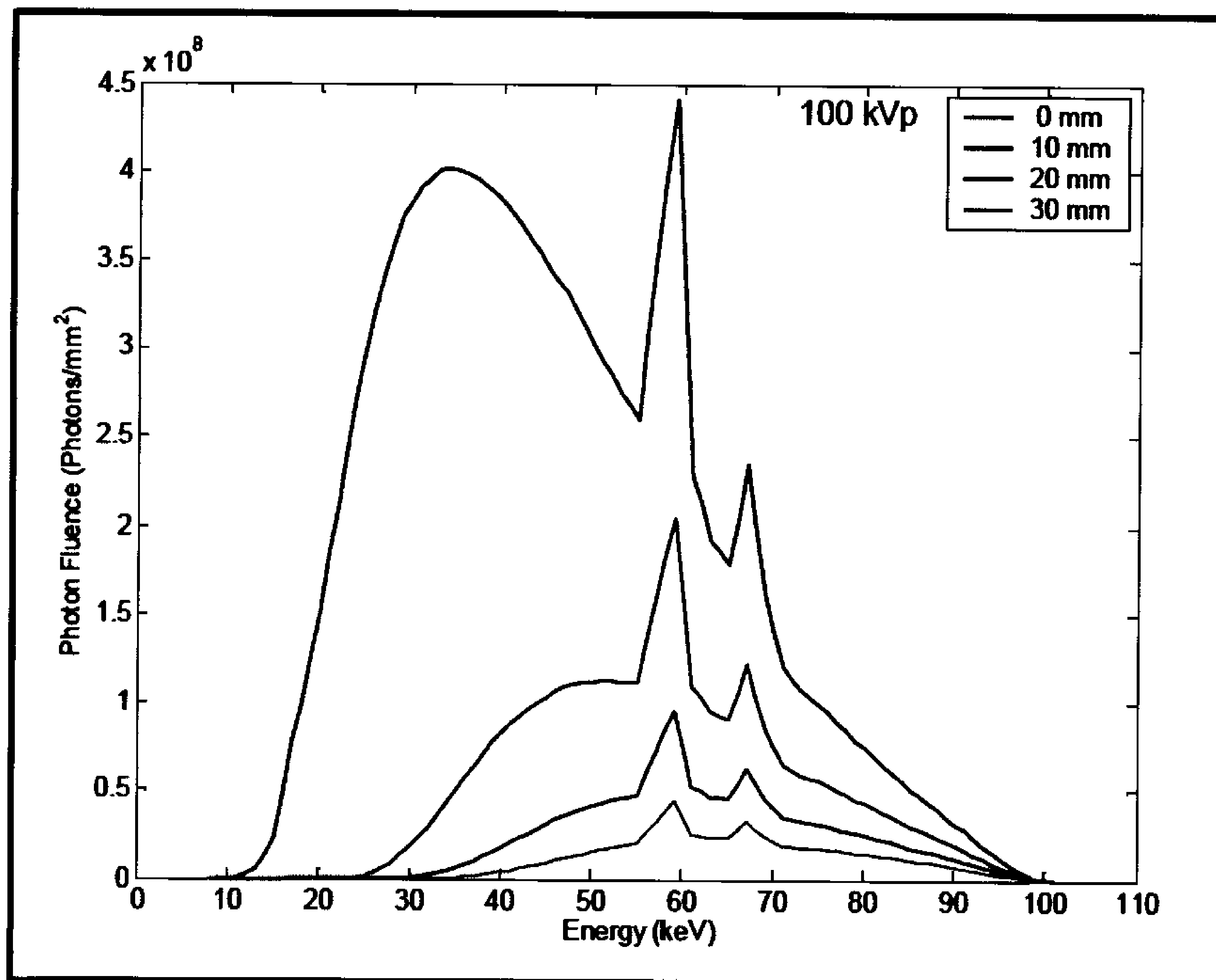
Στην δεύτερη περίπτωση, το εξωτερικό φιλτράρισμα αποτελείται από φίλτρα που παρεμβάλλονται για την αποκοπή των ανεπιθύμητων φωτονίων. Και τα δύο φίλτρα μαζί, εσωτερικό και εξωτερικό, αποτελούν το ολικό φίλτρο (total filtration). Στην παρούσα πτυχιακή, στις πειραματικές μετρήσεις, σαν εξωτερικό φίλτρο χρησιμοποιήθηκε φίλτρο Αλουμινίου (Al) πάχους 20mm [1, 7].

1.6.2 Κλασική Ακτινοδιαγνωστική

Τα συνηθέστερα υλικά που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή φίλτρων είναι το Αλουμίνιο (Al) και ο Χαλκός (Cu). Σε ορισμένες περιπτώσεις χρησιμοποιούνται το Μολυβδαίνιο, το Ρόδιο, το Ιώδιο, το Δημήτριο και ο Κασσίτερος (Sn) κλπ.

Το Αλουμίνιο (Al) χρησιμοποιείται ως φίλτρο γενικής χρήσεως και κυρίως στην ακτινοδιαγνωστική. Έχει ατομικό αριθμό 13 και η K - αιχμή του συντελεστή απορρόφησης φωτονίων αντιστοιχεί στα 1,6 keV. Η χαρακτηριστική ακτινοβολία που εκπέμπει είναι 1,5 keV. Αυτή η τελευταία απορροφάται στον αέρα που μεσολαβεί μεταξύ φίλτρου και ασθενούς. Το αλουμίνιο (Al) θεωρείται πολύ καλό φίλτρο στις χαμηλές ενέργειες. Σε πάχος 2 mm απορροφά ποσοστό μεγαλύτερο του 80% των φωτονίων 20 keV (σχήμα 1.11). Στις υψηλές τάσεις (επάνω από 120 kVp) χρησιμοποιούνται φίλτρα Χαλκού σε συνδυασμό με φίλτρα Αλουμινίου. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται σκλήρυνση δέσμης (beam hardening). Δηλαδή, αυξάνεται η μέση διεισδυτική ικανότητα της δέσμης διότι το φάσμα μετά την έξοδό του από το φίλτρο περιέχει μικρότερο ποσοστό φωτονίων μικρής ενέργειας και άρα μικρής διεισδυτικής ικανότητας.

Το γεγονός ότι αποκόπτονται κυρίως φωτόνια χαμηλών ενεργειών οφείλεται στην εξάρτηση των συντελεστών εξασθένησης του Αλουμινίου από την ενέργεια. Οι συντελεστές αυτοί είναι αντιστρόφως ανάλογοι με την ενέργεια ($\frac{\mu}{\rho(E)} \sim \frac{1}{E^3}$), επομένως στις χαμηλές ενέργειες έχουν υψηλές τιμές.



Σχήμα 1.11: Φάσματα ακτίνων X σε σχέση με διαφορετικά πάχη φίλτρου αλουμινίου.

Όπως φαίνεται και από το σχήμα 1.11, εκτός από την αποκοπή των φωτονίων χαμηλής ενέργειας, ελαττώνεται και η ένταση της δέσμης σε όλες τις ενέργειες, διότι απορροφάται ένας αριθμός φωτονίων της [1, 7].

1.7 Μαζικοί συντελεστές εξασθένησης – ενεργειακής απορρόφησης

Οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας X ή γ με την ύλη (Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο, Σκέδαση Compton, Δίδυμη Γένεση κλπ) προκαλούν την εξασθένηση μιας δέσμης φωτονίων X καθώς αυτή περνά μέσα από την ύλη. Εξασθένηση είναι η αφαίρεση φωτονίων από την δέσμη είτε λόγω απορρόφησης είτε λόγω φαινομένων σκέδασης.

Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης, μ (cm^{-1}) εκφράζει την πιθανότητα να εξασθενήσει ένα φωτόνιο ανά εκατοστό πάχους της ύλης (μονάδα μήκους), εξαιτίας όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. Η τιμή του γραμμικού συντελεστή εξασθένησης εξαρτάται από την ενεργό διατομή (cross section). Η ενεργός διατομή τ (barn) εκφράζει την πιθανότητα να εξασθενήσει η ενέργεια ενός φωτονίου ανά άτομο, εξαιτίας όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. Δηλαδή εκφράζει την πιθανότητα να αλληλεπιδράσει ένα φωτόνιο με ένα ηλεκτρόνιο του ατόμου. Η ενεργός διατομή ορίζεται από την σχέση (1.20).

$$\tau(E) = 24,15 \cdot Z^{4,2} \cdot E^{-3} + 0,56 \cdot Z \quad (1.20)$$

όπου τ είναι η ενεργός διατομή σε barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$), Z είναι ο ατομικός αριθμός του υλικού και E είναι η ενέργεια φωτονίων X (ή γ) σε KeV. Ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης συνδέεται με την ενεργό διατομή σύμφωνα με την σχέση (1.21):

$$\mu(E) = \frac{\tau(E) \cdot \rho \cdot N_0}{AB} \quad (1.21)$$

όπου ρ είναι η πυκνότητα του υλικού σε g/cm^3 , AB είναι το ατομικό βάρος του υλικού και N_0 είναι ο αριθμός του Avogadro ($6,02205 \times 10^{23}$). Επομένως, ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης εξαρτάται από την ενέργεια E των φωτονίων, τον αριθμό του Avogadro την πυκνότητα ρ , τον ατομικό αριθμό Z και το ατομικό βάρος AB του υλικού σύμφωνα με την σχέση (1.22):

$$\mu(E) = \frac{24,15 Z^{4,2} \cdot E^{-3} + 0,56 \cdot Z}{AB} \cdot \rho \cdot N_0 \quad (1.22)$$

Επειδή ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης εξαρτάται από την πυκνότητα του υλικού, που μπορεί να μεταβάλλεται, συχνά χρησιμοποιείται ο μαζικός συντελεστής εξασθένησης, μ/ρ ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$), ο οποίος είναι ανεξάρτητος από την πυκνότητα του υλικού [1,5,10,11,12].

Οι κυριότεροι συντελεστές εξασθένησης περιγράφονται παρακάτω:

➤ **Μαζικός συντελεστής φωτοηλεκτρικής εξασθένησης, $(\mu/\rho)_{\tau,t}$:**

Εκφράζει το ποσοστό της έντασης μιας δέσμης φωτονίων που εξασθενεί λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου. (Θεωρείται ότι δεν υπάρχει παραγωγή δευτερογενούς ακτινοβολίας).

➤ **Μαζικός συντελεστής φωτοηλεκτρικής απορρόφησης, $(\mu/\rho)_{\tau,a}$:**

Εκφράζει το ποσοστό της έντασης μιας δέσμης φωτονίων που απορροφάται λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου. (Θεωρείται ότι τα πρωτογενή φωτόνια απορροφώνται και εμφανίζεται δευτερογενή ακτινοβολία).

➤ **Μαζικός συντελεστής ολικής εξασθένησης, $(\mu/\rho)_{\text{tot},t}$:**

Εκφράζει την συνολική εξασθένηση μίας δέσμης φωτονίων εξαιτίας όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. (Θεωρείται ότι δεν υπάρχει παραγωγή δευτερογενούς ακτινοβολίας).

➤ **Μαζικός συντελεστής ολικής απορρόφησης, $(\mu/\rho)_{\text{tot},a}$:**

Εκφράζει την συνολική απορρόφηση μίας δέσμης φωτονίων εξαιτίας όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. (Θεωρείται ότι τα πρωτογενή φωτόνια απορροφώνται και εμφανίζεται δευτερογενή ακτινοβολία. Αυτό το είδος της ακτινοβολίας θεωρείται ότι απορροφάται όλη μέσα στην ύλη).

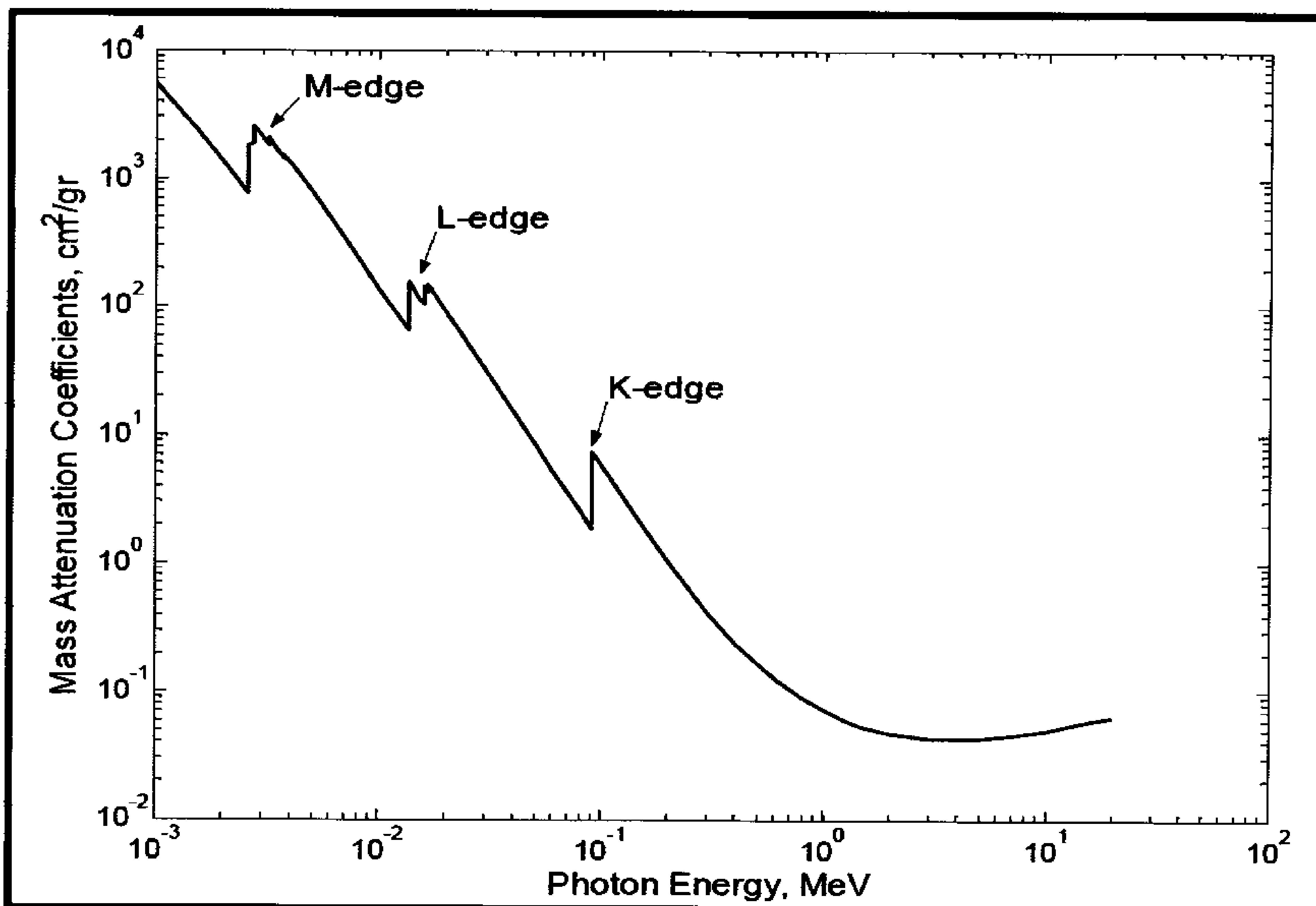
➤ **Μαζικός συντελεστής ενεργειακής απορρόφησης, $(\mu/\rho)_{tot,en}$:**

Εκφράζει το ποσοστό των φωτονίων ενέργειας E_0 , τα οποία απορροφώνται εξ' αιτίας όλων των μηχανισμών αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη. (Τα πρωτογενή φωτόνια απορροφώνται και εμφανίζεται δευτερογενή ακτινοβολία η οποία με την σειρά της θεωρείται ότι μεταφέρει την ενέργειά της έξω από την ύλη).

Στην παρούσα πτυχιακή χρησιμοποιούνται ο Μαζικός συντελεστής ολικής εξασθένησης $(\mu/\rho)_{tot,t}$ και ο Μαζικός συντελεστής ενεργειακής απορρόφησης $(\mu/\rho)_{tot,en}$ [1,9,10].

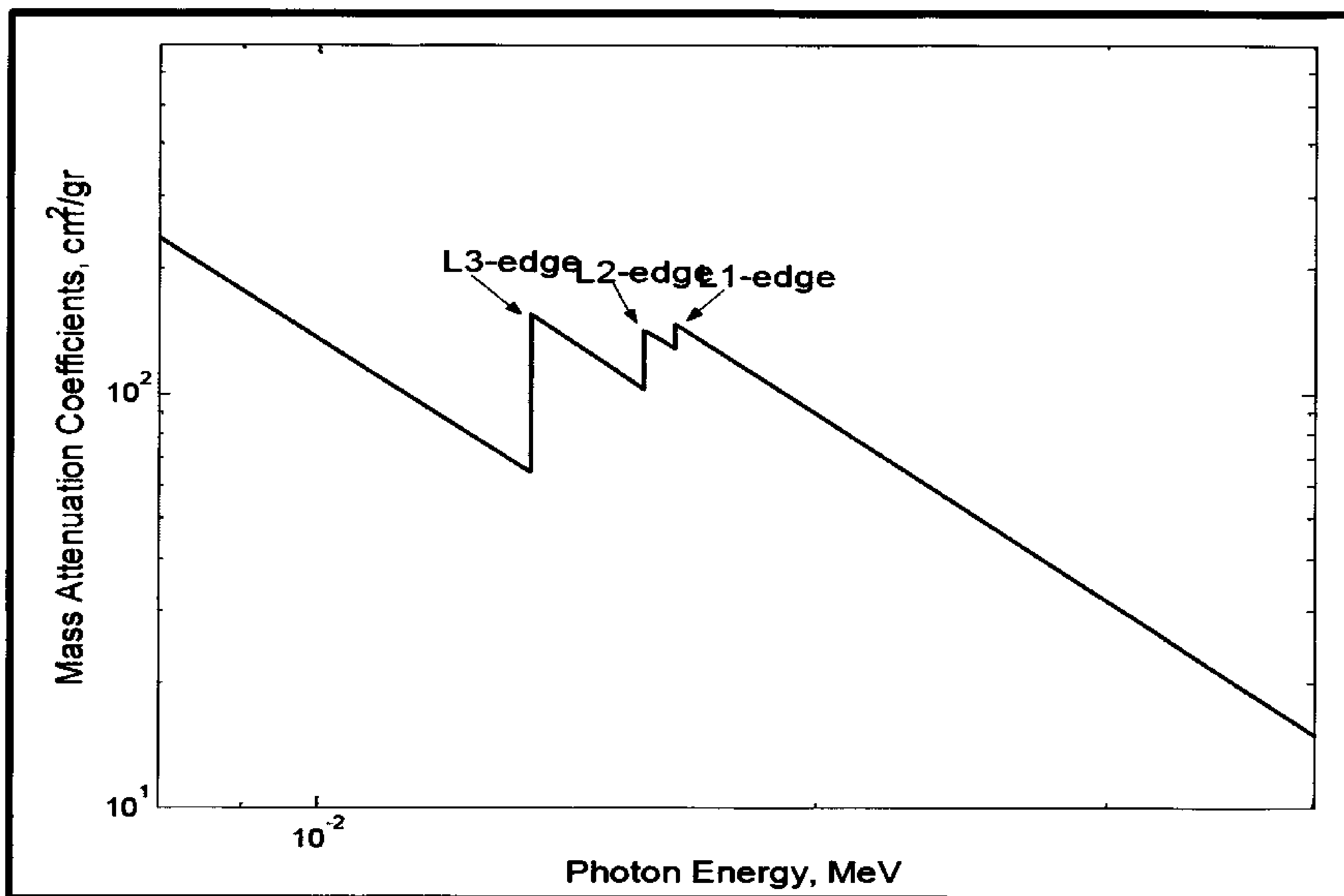
1.8 K, L, M αιχμές

Σε όλους τους παραπάνω συντελεστές εξασθένησης παρατηρείται μια απότομη αύξηση της τιμής τους για τιμές ενέργειας που αντιστοιχούν στις στοιβάδες K, L και M (σπανιότερα) διαφόρων ατόμων. Αυτή η αύξηση οφείλεται στο γεγονός ότι η φωτοηλεκτρική εξασθένηση - απορρόφηση των φωτονίων X και γ αυξάνει απότομα όταν η ενέργεια αυτών των φωτονίων προσεγγίζει τις τιμές ενέργειας των διαφόρων στιβάδων ενός ατόμου. Αυτές οι απότομες αυξήσεις ονομάζονται συνήθως αιχμές - K, αιχμές - L, αιχμές - M κλπ (K,L,M - edges) [1]. Στο σχήμα (1.17) φαίνονται οι αιχμές K, L και M:



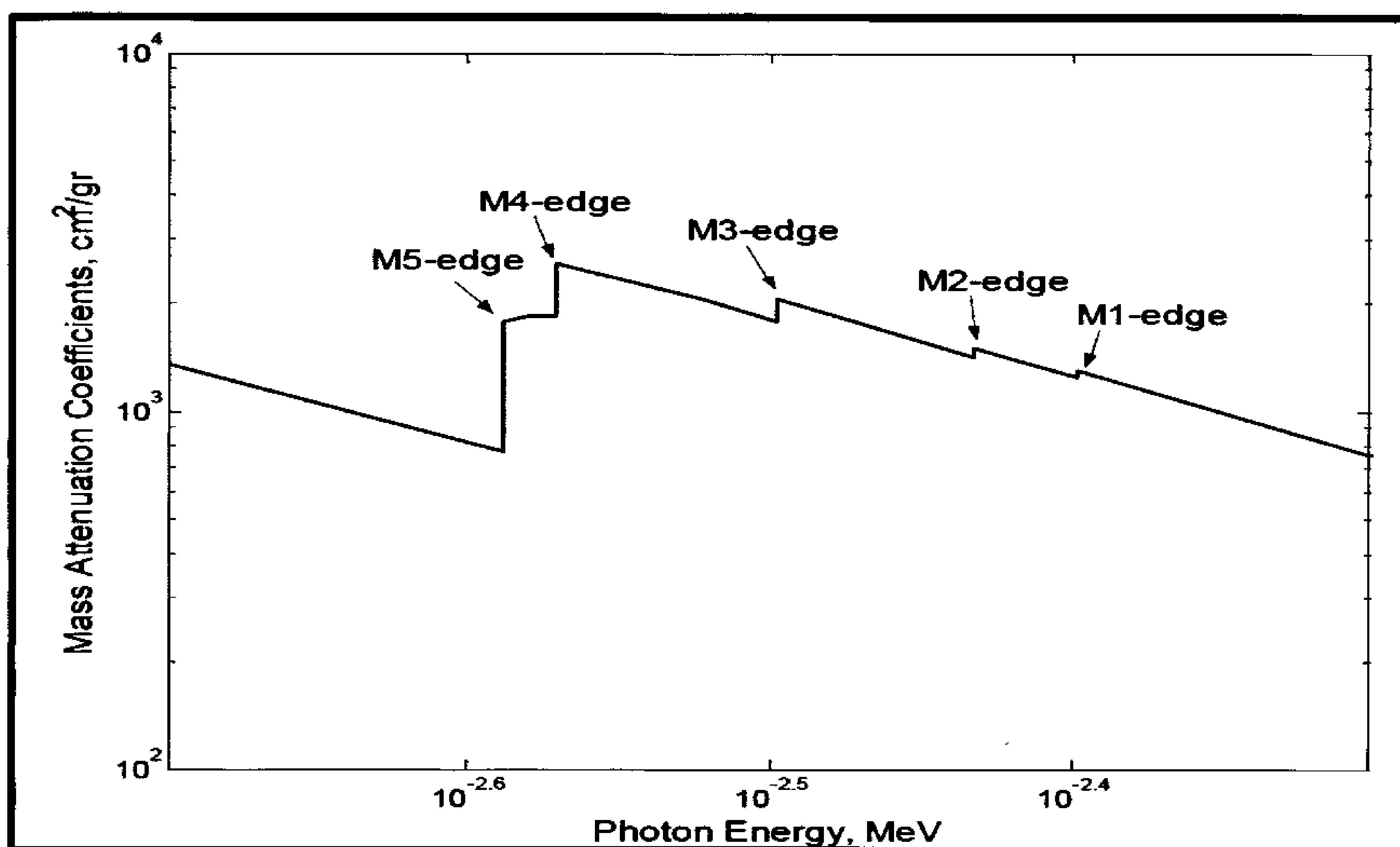
Σχήμα 1.17: K, L, M αιχμές (K, L, M edges).

Η στοιβάδα K αποτελείται από 1 υποστοιβάδα και για αυτό παρατηρείται να έχει μια αιχμή. Η στοιβάδα L αποτελείται από 3 L υποστοιβάδες και για αυτό η L αιχμή αποτελείται από τις αιχμές L_1 , L_2 και L_3 . Οι 3 αυτές αιχμές φαίνονται στο σχήμα (1.18).



Σχήμα 1.18: Ανάλυση L αιχμής (resolution of L – edge).

Η στοιβάδα M έχει 5 υποστοιβάδες και για αυτό παρατηρούνται 5 αιχμές, η M₅, η M₄, η M₃, η M₂ και η M₁. Οι 5 αυτές αιχμές φαίνονται στο σχήμα (1.19).



Σχήμα 1.19: Ανάλυση M – αιχμής (resolution of L – edge).

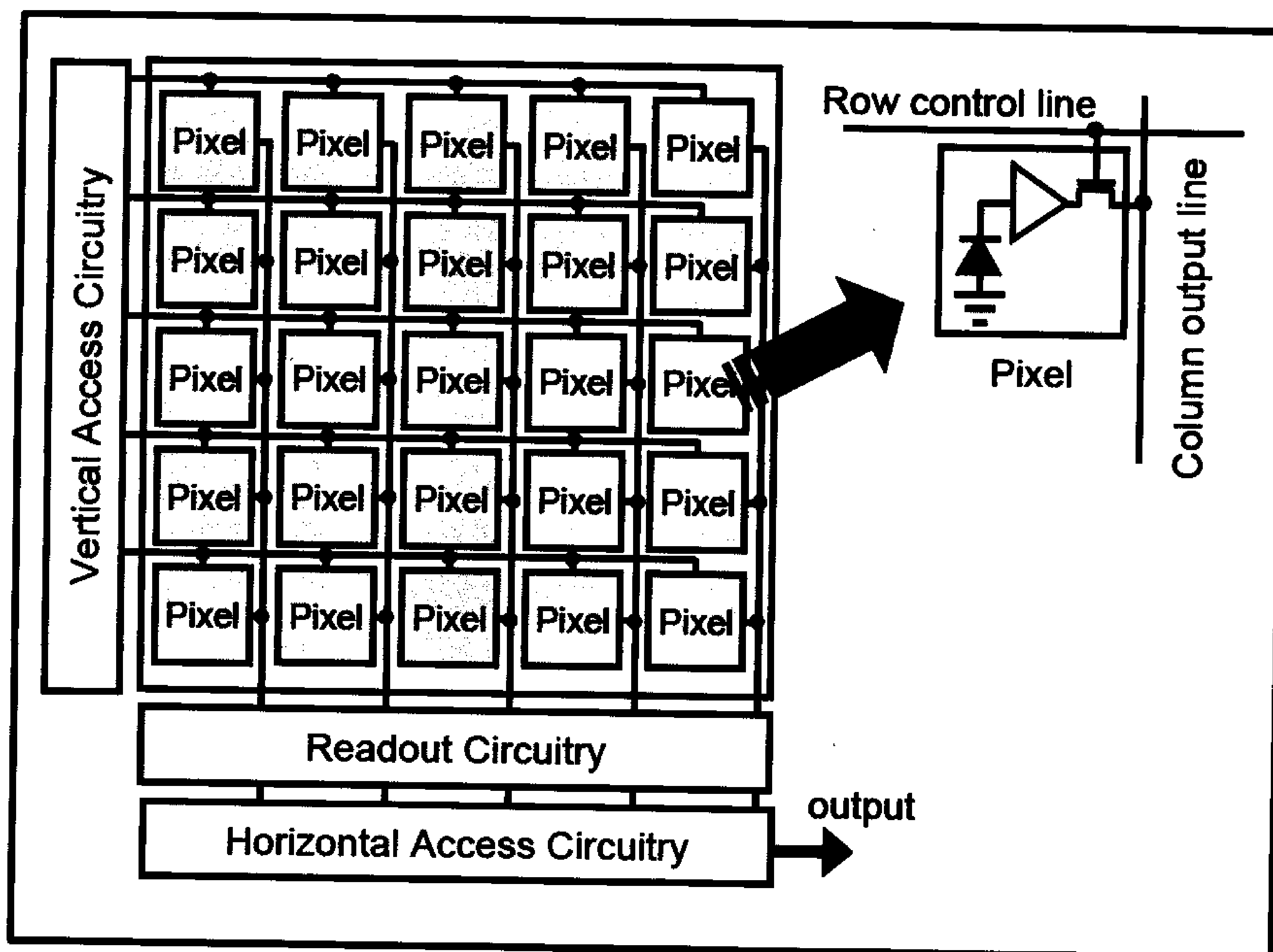
Κεφάλαιο 2^ο

Αισθητήρες Εικόνας – CMOS Image Sensors

2.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο θα αναφέρουμε τις θεμελιώδεις αυτές γνώσεις που είναι απαραίτητες για την κατανόηση των CMOS (Complementary Metal – Oxide – Semiconductor – CMOS) ανιχνευτών εικόνας.

Ένας CMOS ανιχνευτής εικόνας αποτελείται γενικά από μια απεικονιστική περιοχή, η οποία αποτελείται από μία συστοιχία από εικονοστοιχεία (pixels), από μία κάθετη και οριζόντια πρόσβαση στο κύκλωμα και από ένα κύκλωμα ανάγνωσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1: Αρχιτεκτονική ενός CMOS ανιχνευτή εικόνας. Μία δυσδιάστατη συστοιχία από εικονοστοιχεία, μία κάθετη και οριζόντια πρόσβαση στο κύκλωμα και ένα κύκλωμα ανάγνωσης. Τα εικονοστοιχεία αποτελούνται από φωτοανιχνευτές και τρανζίστορ.

Η απεικονιστική περιοχή είναι μία δυσδιάστατη συστοιχία από pixels. Καθένα από τα εικονοστοιχεία αυτά αποτελείται από έναν φωτοανιχνευτή και μερικά τρανζίστορ. Αυτή η περιοχή αποτελεί την «καρδιά» του ανιχνευτή εικόνας επομένως και η ποιότητα της εικόνας καθορίζεται από την απόδοση της περιοχής αυτής. Η περιοχή πρόσβασης στο κύκλωμα χρησιμοποιείται για την ανάγνωση της τιμής του εκάστοτε εικονοστοιχείου. Συνήθως για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε κάποιο σαρωτή (scanner) καθώς και έναν αποκωδικοποιητή ώστε να έχουμε πρόσβαση στα εικονοστοιχεία. Ένα κύκλωμα ανάγνωσης είναι μία μονοδιάστατη διάταξη η οποία αποτελείται από διακόπτες και ένα κύκλωμα δειγματοληψίας και αναμονής (Sample and Hold Circuit – S/H Circuit). Ακόμα χρησιμοποιούμε και ένα κύκλωμα ακύρωσης θορύβου όπως είναι η συσχέτιση διπλής δειγματοληψίας (Correlated Double Sampling – CDS).

2.2 Βασικές αρχές φωτοανίχνευσης των CMOS

2.2.1 Συντελεστής απορρόφησης

Όταν προσπίπτει φως πάνω σ' έναν ημιαγωγό, ένα μέρος από αυτό το φως ανακλάται, ενώ το υπόλοιπο απορροφάται μέσα στον ημιαγωγό και παράγει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής μέσα στον ημιαγωγό, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2. Ένα τέτοιο ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής ονομάζεται «φωτο-παραγόμενο» ρεύμα. Η ποσότητα του ρεύματος αυτού εξαρτάται από το υλικό του ημιαγωγού και περιγράφεται από τον συντελεστή απορρόφησης α .

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο συντελεστής απορρόφησης α καθορίζεται από την αναλογία της ενέργειας του φωτός $\Delta P / P$ ως προς την απόσταση που διανύει Δz , δηλαδή:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{\Delta z} \cdot \frac{\Delta P}{P} \quad (3.1)$$

από την εξίσωση 3.1, προκύπτει η παρακάτω εξίσωση:

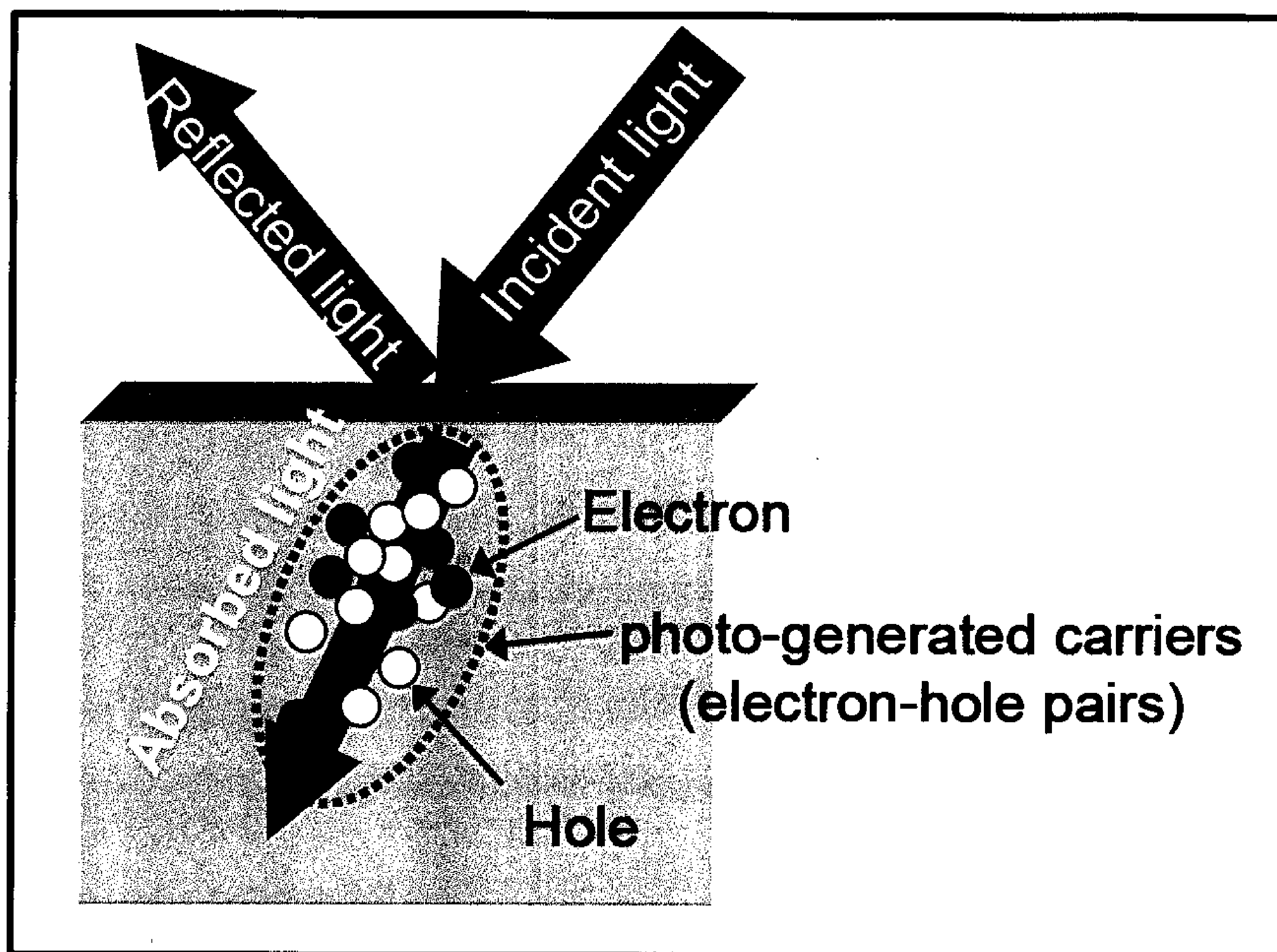
$$P(z) = P_0 \cdot \exp(-\alpha z) \quad (3.2)$$

Το μήκος απορρόφησης L_{abs} ορίζεται ως:

$$L_{\text{abs}} = \alpha^{-1} \quad (3.3)$$

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο συντελεστής απορρόφησης είναι μια συνάρτηση της ενέργειας φωτονίων $h \cdot \nu$, όπου h η σταθερά του Planck και ν η συχνότητα του

φωτός ή του μήκους κύματος (λ), όπου $\lambda = \frac{1}{\nu}$. Η τιμή του μήκους απορρόφησης Labs εξαρτάται από το μήκος κύματος όπως φαίνεται και από το σχήμα 3.3. Ακόμα δείχνει την εξάρτηση του συντελεστή απορρόφησης και της απορρόφησης του πυριτίου από το αρχικό μήκος κύματος εισόδου του φωτός. Στην ορατή περιοχή, 0,4 – 0,6 μm , η απορρόφηση κυμαίνεται μεταξύ 0,1 – 10 μm [22].



Σχήμα 3.2: «Φωτοπαραγόμενο» ρεύμα μέσα σε ημιαγωγό.

2.2.2 Συμπεριφορά ρευμάτων

Το φως πάνω στον ημιαγωγό παράγει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής ή φωτοπαραγόμενο ρεύμα. Όταν παράγονται ηλεκτρόνια από έναν p τύπο, τα ηλεκτρόνια αυτά παράγουν ρεύμα μειονότητας. Η συμπεριφορά των ρευμάτων αυτών είναι σημαντική για τους αισθητήρες εικόνες. Για παράδειγμα σε έναν αισθητήρα CMOS με p τύπο υποστρώματος, το ρεύμα μειονότητας παράγεται από ηλεκτρόνια του υποστρώματος. Αυτό συμβαίνει όταν υπέρυθρο φως (IR) εισέρχεται μέσα στον ανιχνευτή επειδή το μήκος κύματος της υπέρυθρης ακτινοβολίας είναι πάνω από 10 μm , όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.3 και έτσι αυτό το φως φτάνει στο υπόστρωμα. Σε αυτή την περίπτωση τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή εξαρτώνται από την διάχυση των ρευμάτων αυτών, που μπορούν να διέρχονται από παρακείμενες φωτοδιόδους μέσα στο υπόστρωμα και προ-

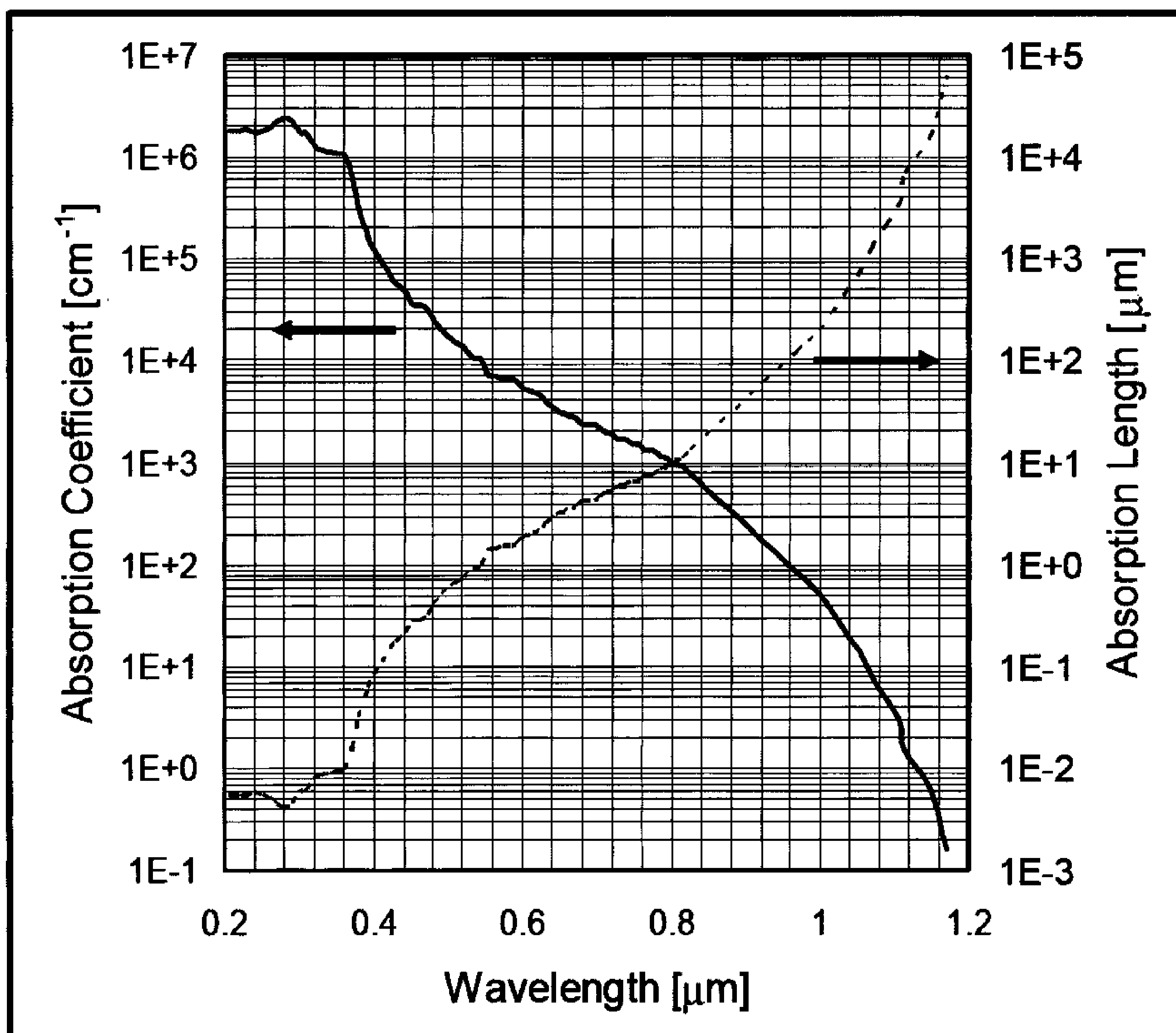
καλεί θόλωμα της εικόνας. Για να καταστείλουμε το φαινόμενο αυτό, χρησιμοποιούμε ένα φίλτρο αποκοπής υπέρυθρου φωτός, επειδή το υπέρυθρο φως φτάνει σε βαθύτερες περιοχές του υποστρώματος της φωτοδιόδου και παράγει περισσότερο φως στις περιοχές αυτές.

Η κινητικότητα και η διάρκεια ζωής των ρευμάτων μειονότητας δίνονται εμπειρικά από τις ακόλουθες σχέσεις [23, 24, 25] με τις παραμέτρους συγκέντρωσης του αποδέκτη N_a και τη συγκέντρωση του δότη N_d :

$$\mu_n = 233 + \frac{1180}{1+[N_a/(8 \times 10^{16})]^{0,9}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}} \cdot \text{s} \right] \quad (3.4)$$

$$\mu_p = 130 + \frac{370}{1+[N_d/(8 \times 10^{16})]^{1,25}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}} \cdot \text{s} \right] \quad (3.5)$$

$$\tau_n^{-1} = 3,45 \times 10^{-12} N_a + 0,95 \times 10^{-31} N_a^2 \text{ [s}^{-1}] \quad (3.6)$$



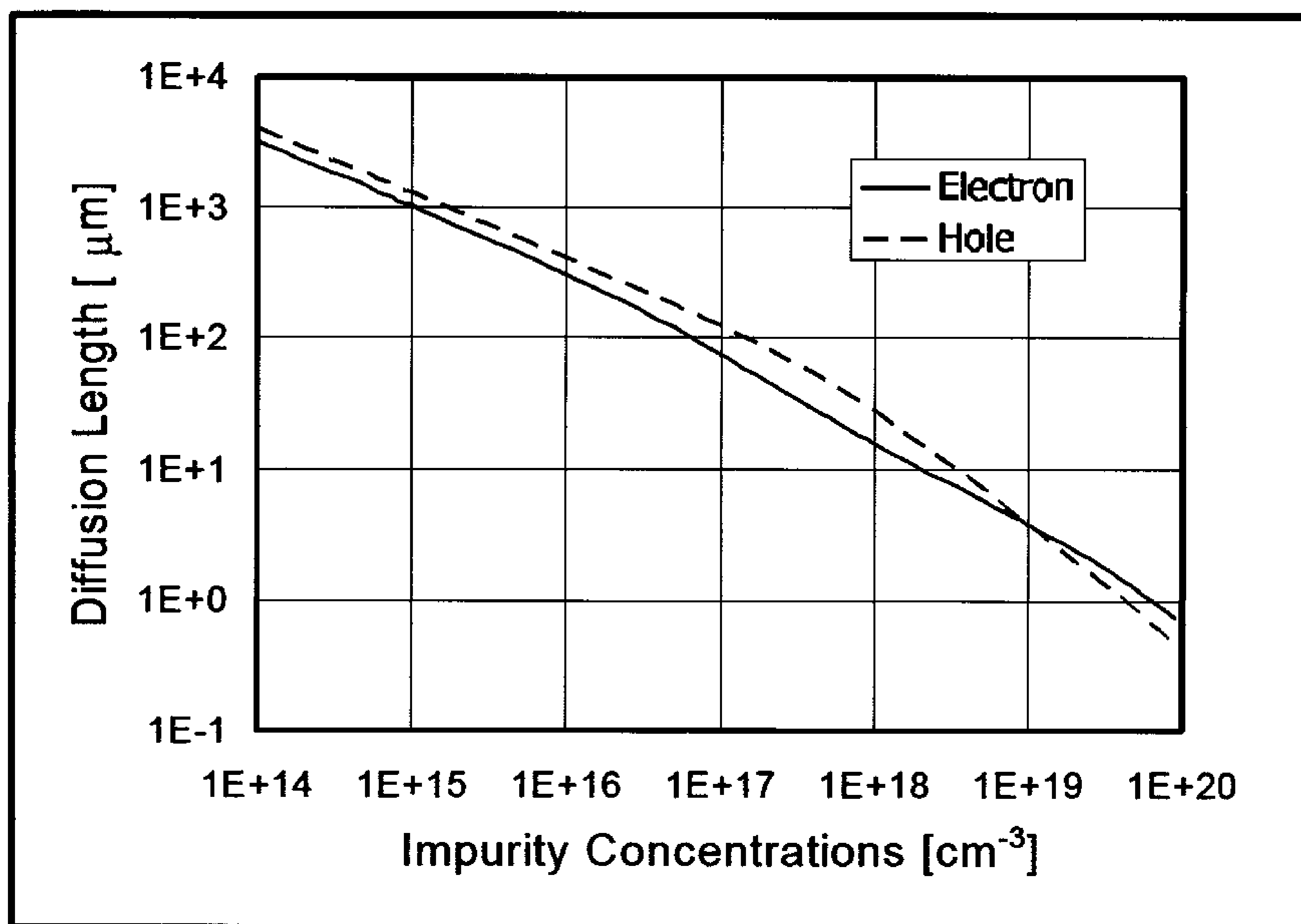
Σχήμα 3.3: Συντελεστής απορρόφησης (συνεχής γραμμή) και μήκος απορρόφησης (διακεκομμένη γραμμή) του πυριτίου ως συνάρτηση του μήκους κύματος. Από τα δεδομένα [26].

$$\tau_p^{-1} = 7,8 \times 10^{-13} N_a + 1,8 \times 10^{-31} N_d^2 \text{ [s}^{-1}\text{]} \quad (3.7)$$

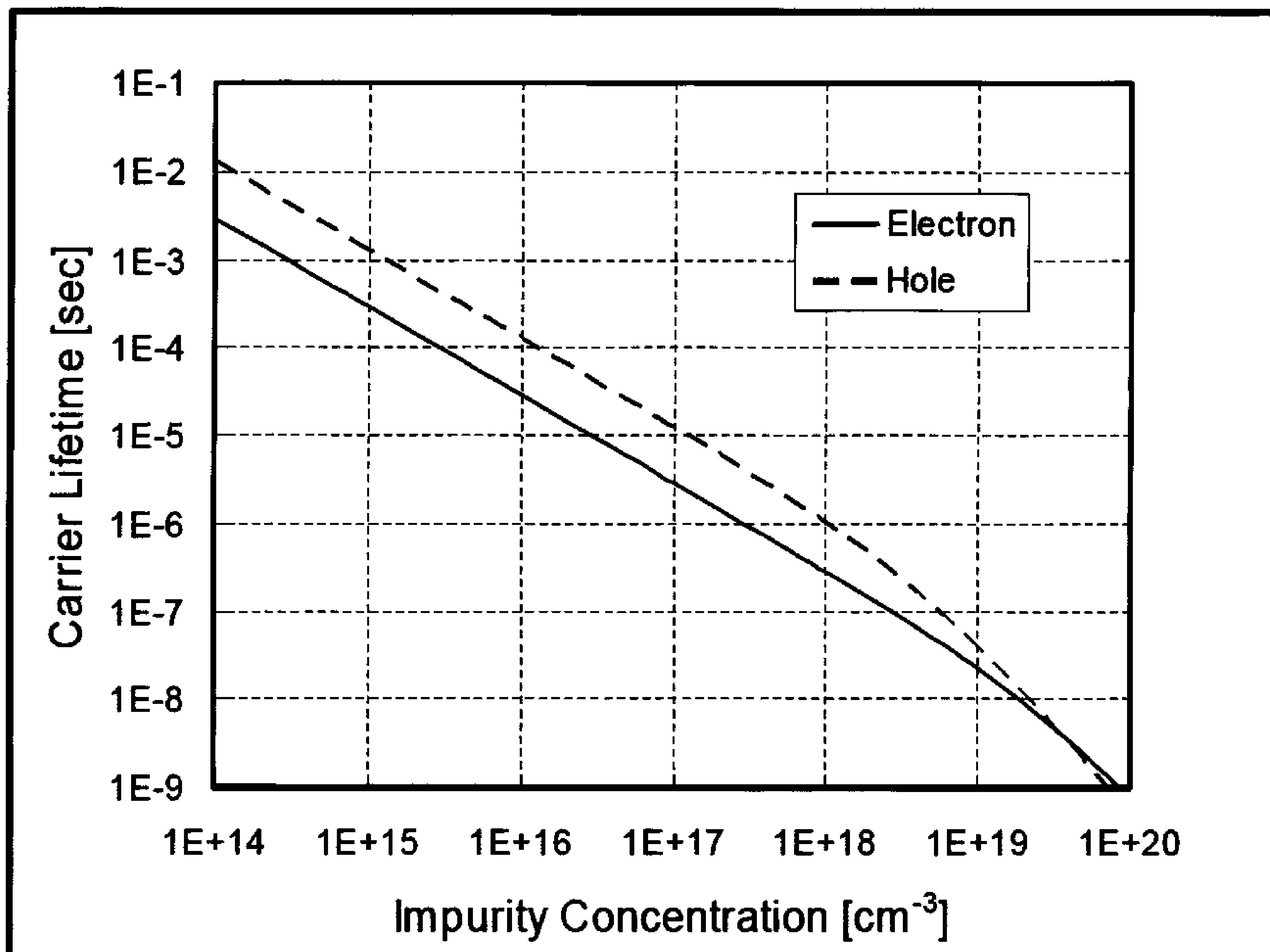
Από την παραπάνω εξίσωση, μπορούμε να εκτιμήσουμε τα μήκη διάχυσης $L_{n,p}$ για ηλεκτρόνια και οπές χρησιμοποιώντας την σχέση:

$$L_{n,p} = \frac{\sqrt{k_B T \mu_{n,p} \tau_{n,p}}}{e} \quad (3.8)$$

Στο σχήμα 3.4 φαίνεται το μήκος της διάχυσης των ηλεκτρονίων και των οπών ως συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμείξεων. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι και τα ηλεκτρόνια και οι οπές μπορούν να ταξιδέψουν πάνω από 100 μm σε υλικό με συγκέντρωση προσμείξεων κάτω από 10^{-17} cm^{-3} .



Σχήμα 3.4: Μήκη διάχυσης των ηλεκτρονίων και των οπών στο πυρίτιο ως συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμείξεων.



Σχήμα 3.5: Διάρκεια ζωής των ηλεκτρονίων και των οπών στο πυρίτιο ως συνάρτηση της συγκέντρωσης προσμίξεων.

2.2.3 Ευαισθησία και Κβαντική Απόδοση

Ως ευαισθησία ορίζεται η ποσότητα του «φωτορεύματος» που παράγεται I_L όταν μία δέσμη φωτός P_0 πέφτει πάνω στο υλικό και δίνεται από τον τύπο:

$$R_{ph} \equiv \frac{I_L}{P_0} \quad (3.9)$$

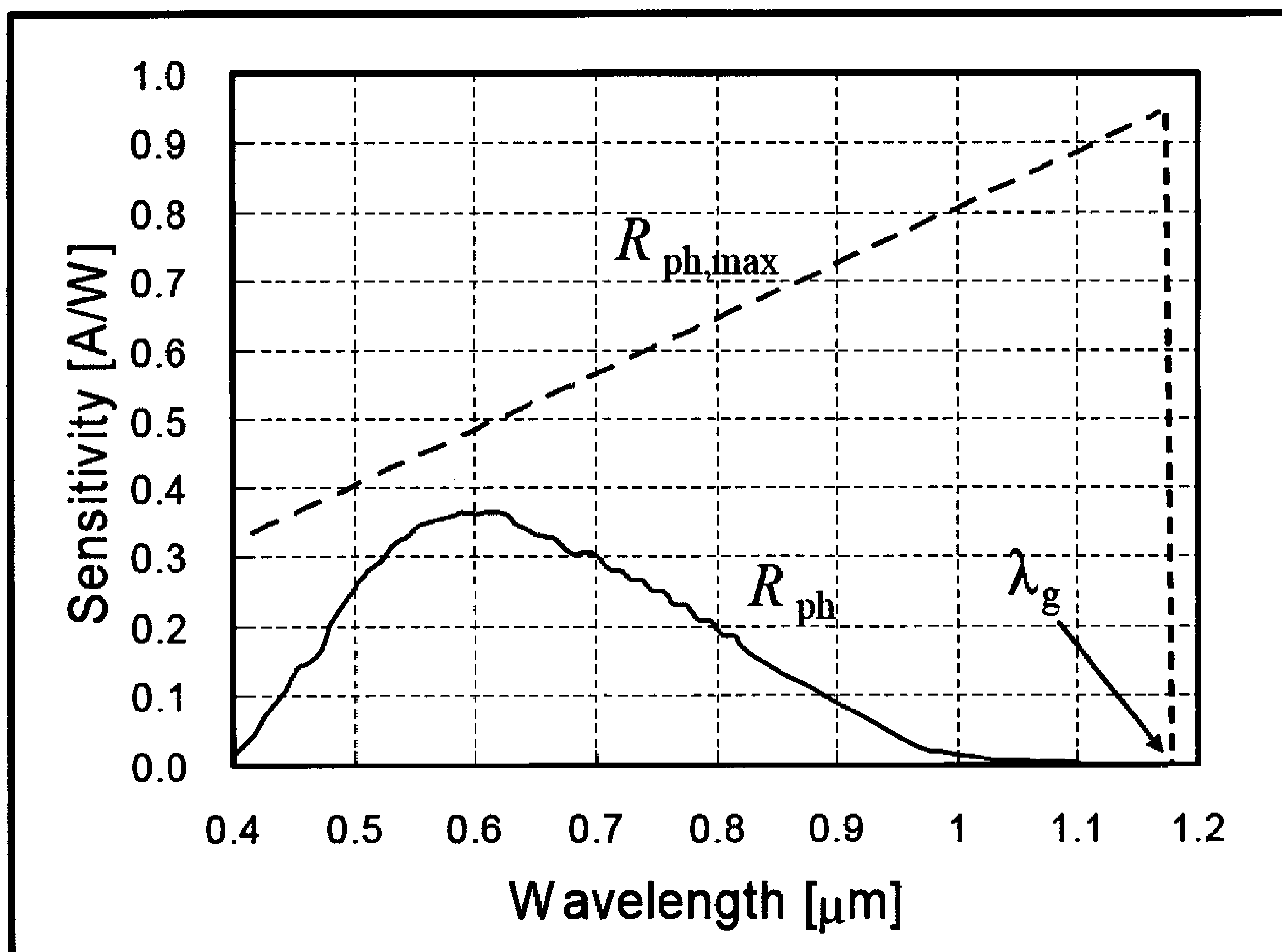
Η κβαντική απόδοση ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των παραγόμενων photo carries με τον αριθμό των εισερχόμενων φωτονίων. Ο αριθμός φωτονίων εισόδου ανά μονάδα χρόνου και ο αριθμός των παραγόμενων φορέων ανά μονάδα χρόνου είναι I_L/e και $P_0/(h\nu)$ και έτσι η κβαντική απόδοση ορίζεται ως:

$$\eta_Q \equiv \frac{I_L/e}{P_0/(h\nu)} = R_{ph} \frac{h\nu}{e} \quad (3.10)$$

Από την εξίσωση 3.10, η μέγιστη ευαισθησία, δίνεται όταν $\eta_Q=1$, και είναι:

$$R_{ph,max} = \frac{e}{h\nu} = \frac{e}{hc} \lambda = \frac{\lambda [\mu m]}{1,23} \quad (3.11)$$

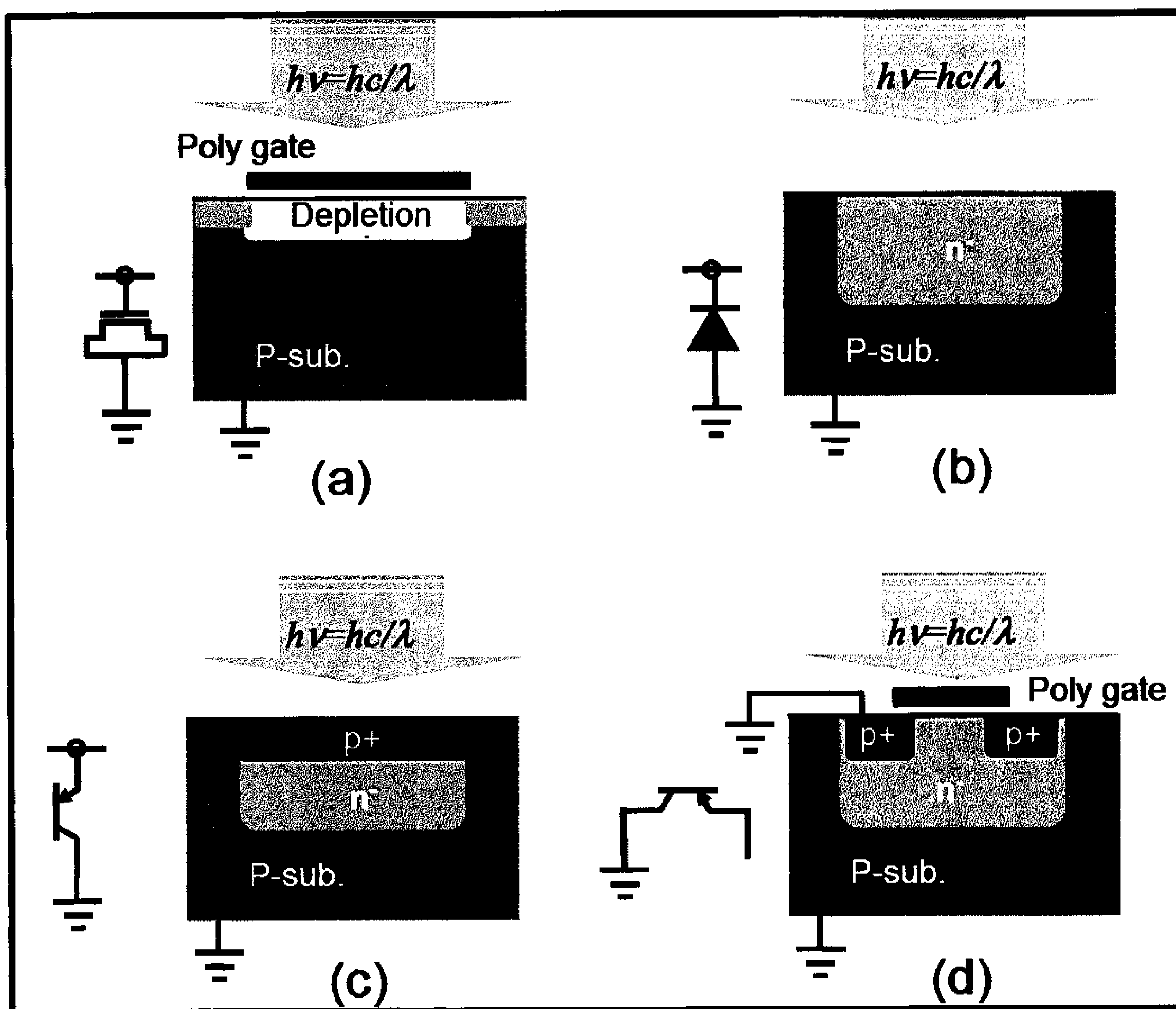
όπου, $R_{ph,max}$ φαίνεται στο σχήμα 3.6. Αυξάνεται αναλογικά ως προς το μήκος κύματος του εισερχόμενου φωτός και φτάνει τελικά στο μηδέν στο μήκος κύματος λ_g ανταποκρινόμενος στο διάκενο (bandgap) του υλικού. Για παράδειγμα το μήκος κύματος του πυριτίου είναι 1,12 μm δεδομένου ότι το bandgap του είναι 1,107 eV.



Σχήμα 3.6: Ευαισθησία του πυριτίου. Η συνεχής γραμμή δείχνει την ευαισθησία R_{PH} σύμφωνα με την εξίσωση. 3.19. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την ιδανική ευαισθησία ή η μέγιστη ευαισθησία $R_{PH,max}$ σύμφωνα με την εξίσωση. 3.11 λ_g είναι το μήκος κύματος στο διάκενο ζώνης του πυριτίου.

2.3 Φωτοανιχνευτές για «Smart CMOS»

Οι περισσότεροι φωτοανιχνευτές που χρησιμοποιούνται σε αισθητήρες εικόνας CMOS τύπου pn-junction (PDs). Άλλοι φωτοανιχνευτές που χρησιμοποιούνται είναι οι «φωτοπύλες» (PGs), «φωτοτρανζίστορ» (PTIs) και «φωτοδιόδοι χιονοστιβάδων» (APDs). Και τα δύο (PTIs και APDs) χρησιμοποιούν το κέρδος. Ένας άλλος τύπος ανιχνευτή που χρησιμοποιεί το κέρδος είναι οι «φωτοαγωγοί» ανιχνευτές (PCD). Στο παρακάτω σχήμα 3.7 φαίνονται οι δομές των ανιχνευτών PDs, PGs και PTIs.



Σχήμα 3.7: Σύμβολα και τις δομές της: (α) φωτοδιόδου, (β) φωτοπύλης, (γ) κάθετου φωτοτρανζίστορ και (δ) πλευρικού φωτοτρανζίστορ.

2.3.1 Φωτοδίοδος pn – junction

Σε αυτή την ενότητα θα περιγράψουμε έναν συμβατικό φωτοανιχνευτή τύπου pn – junction (PD) [27, 28]. Πρώτα θα αναφερθούμε στις βασικές αρχές ενός PD, και στη συνέχεια στα θεμελιώδη χαρακτηριστικά του όπως η κβαντική απόδοση, η ευαισθησία, το ρεύμα σκότους, τον θόρυβο, την επιφάνεια ανασυνδιασμού και την ταχύτητα. Αυτά τα χαρακτηριστικά είναι σημαντικά για έναν ανιχνευτή CMOS.

2.3.2 Βασικές αρχές

Οι βασικές αρχές πάνω στις οποίες λειτουργούν τα pn – junction PD είναι αρκετά απλές. Στο pn – junction της διόδου, δημιουργείται ένα ρεύμα I_F το οποίο ορίζεται ως:

$$I_F = I_{diff} \left[\exp \left(\frac{eV}{nk_B T} \right) - 1 \right] \quad (3.12)$$

όπου n ένας ιδανικός συντελεστής και I_{diff} είναι το ρεύμα κορεσμού ή ρεύμα διάχυσης, το οποίο δίνεται από τον τύπο:

$$I_{diff} = eA \left(\frac{D_n}{L_n} n_{po} + \frac{D_p}{L_p} p_{no} \right) \quad (3.13)$$

όπου $D_{n,p}$, $L_{n,p}$, n_{po} , και p_{no} είναι ο συντελεστής διάχυσης, το μήκος διάχυσης, το ρεύμα μειονότητας που συγκεντρώνεται στην p και n περιοχή αντίστοιχα. Το A είναι η επιφάνεια διατομής της pn διόδου. Το ρεύμα από την φωτοδίοδο pn – junction εκφράζεται ως:

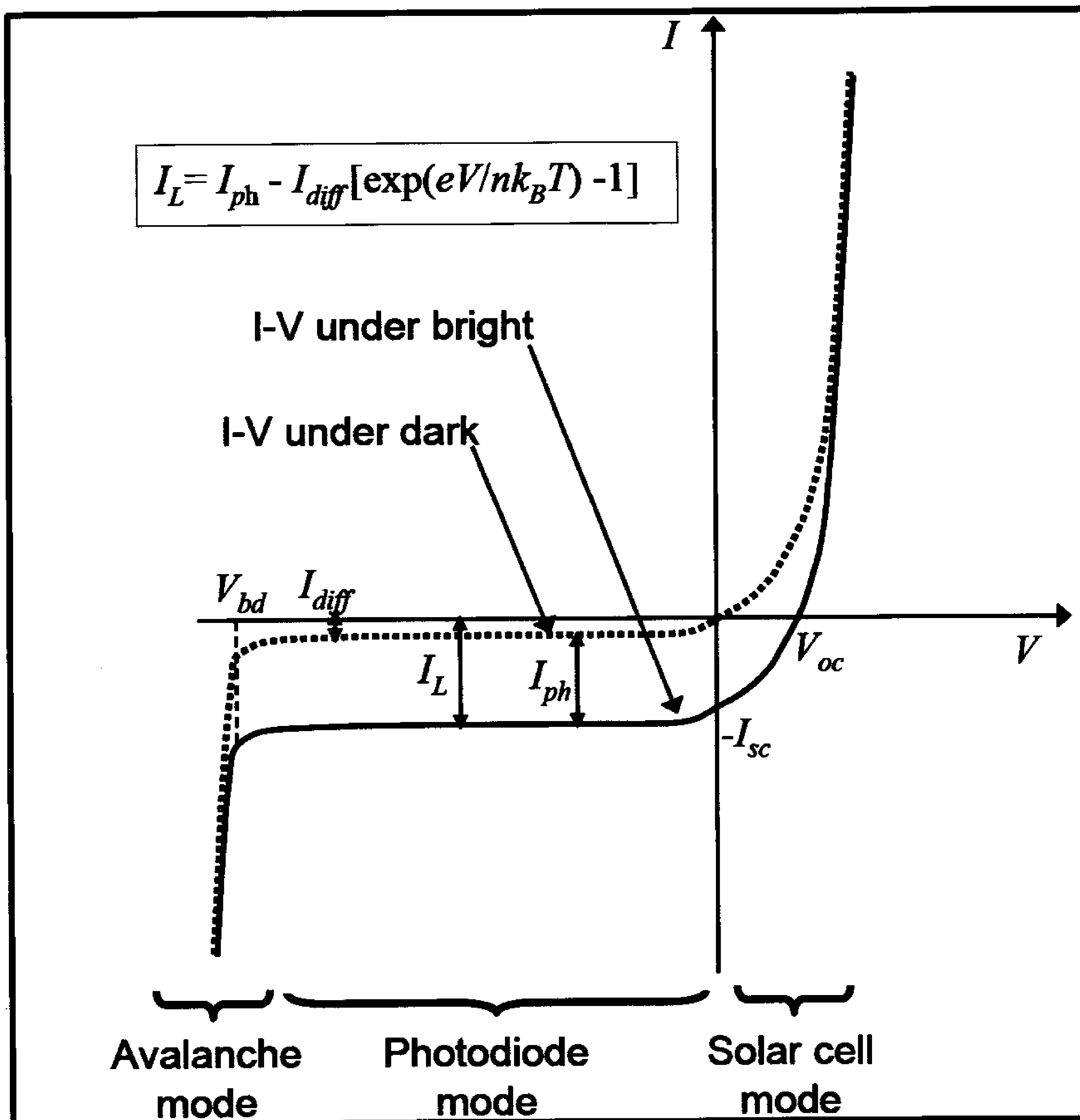
$$I_L = I_{ph} - I_F = I_{ph} - I_{diff} \left[\exp \left(\frac{eV}{nk_B T} \right) - 1 \right] \quad (3.14)$$

όπου n είναι ένας ιδανικός συντελεστής. Στο σχήμα 3.8 φαίνεται η γραφική παράσταση ρεύματος – τάσης ($I - V$) ενός pn – PD κάτω από σκοτάδι και από φως. Όπως φαίνεται και στην γραφική παράσταση μπορούμε να διακρίνουμε τρεις διαφορετικές περιοχές λειτουργίας, την «solar cell mode», την «PD mode» και την «Avalanche mode».

- **solar cell mode:** Στην κατάσταση αυτή δεν υπάρχει σφάλμα στην λειτουργία του PD. Κάτω από την επίδραση του φωτός λειτουργεί σαν μπαταρία η οποία παράγει μια τάση κατά μήκος της διεπαφής pn. Στο σχήμα 3.8 φαίνεται το ανοικτό κύκλωμα τάσης V_{oc} . Στο κύκλωμα αυτό η τάση V_{oc} υπολογίζεται από την εξίσωση 3.14 όταν $I_L=0$, και έτσι έχουμε:

$$V_{oc} = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{I_{ph}}{I_{diff}} + 1 \right) \quad (3.15)$$

Αυτό μας δείχνει ότι το ανοικτό κύκλωμα δεν αυξάνεται αναλογικά σε σχέση με την ποσότητα του φωτός.



Σχήμα 3.8: Διάγραμμα I- V φωτοδιόδου κάτω από την παρουσία και απουσία του φωτός.

- **PD mode:** Όταν η PD βρίσκεται στην ανάστροφη περιοχή, δηλαδή όταν $V < 0$, τότε ο εκθετικός όρος της εξίσωσης 3.14 μπορεί να παραληφθεί και έτσι η I_L γίνεται:

$$I_L \approx I_{ph} + I_{diff} \quad (3.16)$$

Αυτό δείχνει ότι το ρεύμα εξόδου στην PD είναι ίσο με το άθροισμα φωτορεύματος και του ρεύματος διάχυσης. Έτσι στην περιοχή αυτή μπορούμε να πούμε ότι το ρεύμα ακολουθεί μια αναλογική αύξηση σε σχέση με την ποσότητα του φωτός.

- **Avalanche mode:** Η κατάσταση αυτή είναι γνωστή και ως κατάσταση χιονοστιβάδας. Στην κατάσταση αυτή στην PD το ρεύμα κορυφώνεται, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.8. Στο φαινόμενο αυτό τα ιονισμένα ηλεκτρόνια και οι οπές πολλαπλασιάζονται. Η τάση στην περιοχή αυτή ονομάζεται τάση κατάρρευσης V_{bd} , όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.8.

2.3.3 Κβαντική απόδοση και ευαισθησία

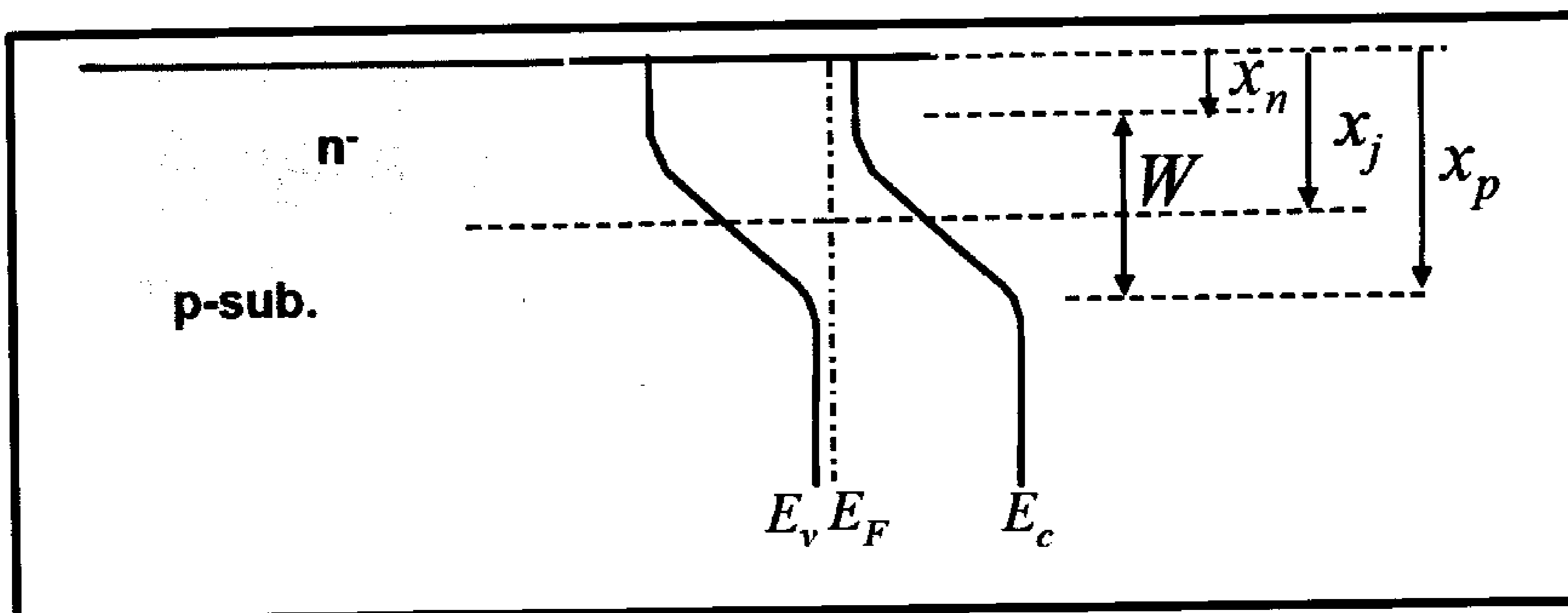
Χρησιμοποιώντας τον συντελεστή απόδοσης της εξίσωσης 3.2, $\alpha(\lambda)$, η ένταση του φωτός μπορεί να εκφραστεί ως:

$$dP(z) = -\alpha(\lambda)P_0 \exp[-\alpha(\lambda)z] dz \quad (3.17)$$

Από αυτό γίνεται ξεκάθαρα σαφές ότι ο συντελεστής απορρόφησης εξαρτάται από το μήκος κύματος γι' αυτό και γράφεται $\alpha(\lambda)$. Η κβαντική απόδοση καθορίζεται από την αναλογία της ευαισθησίας του απορροφούμενου φωτός προς την ευαισθησία της ολικής ποσότητας του φωτός και έτσι έχουμε:

$$\begin{aligned} \eta_Q &= \frac{\int_{x_n}^{x_p} \alpha(\lambda) P_0 \exp[-\alpha(\lambda)x] dx}{\int_0^{\infty} \alpha(\lambda) P_0 \exp[-\alpha(\lambda)x] dx} \\ &= (1 - \exp[-\alpha(\lambda)W]) \exp[-\alpha(\lambda)x_n] \quad (3.18) \end{aligned}$$

όπου W είναι το πλάτος μείωσης και x_n είναι η απόσταση από την επιφάνεια μέχρι την περιοχή της μείωσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9.



Σχήμα 3.9: Δομή pn – junction. Η διαπαφή σχηματίζεται στο διάστημα x_j από την επιφάνεια. Η περιοχή εξάντλησης πλαταίνει στις πλευρές του n - τύπου περιοχής x_n και p - τύπου περιοχής x_p . Το πλάτος της περιοχής εξασθενήσεως W είναι έτσι ίση με $x_n - x_p$.

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση 3.18, η ευαισθησία μπορεί να εκφραστεί και ως:

$$R_{ph} = \eta_Q \frac{e\lambda}{hc} = \frac{e\lambda}{hc} (1 - \exp[-\alpha(\lambda)W]) \exp[-\alpha(\lambda)x_n] \quad (3.19)$$

Σε αυτή την εξίσωση, το W είναι το πλάτος μείωσης και το τμήμα του πλάτους μείωσης της N περιοχής x_n . Χρησιμοποιώντας την ενσωματωμένη δυναμότητα V_{bi} , το W γίνεται κάτω από την επίδραση της τάσης V_{appl} :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}(N_d+N_a)(V_{bi}+V_{appl})}{eN_aN_d}} \quad (3.20)$$

όπου ϵ_{Si} είναι η διηλεκτρική σταθερά του πυριτίου. Το V_{bi} δίνεται:

$$V_{bi} = k_B T \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \quad (3.21)$$

όπου n_i η ενδογενής συγκέντρωση του πυριτίου και $n_i = 1,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Τα τμήματα του πλάτους μείωσης στην n , p – περιοχή είναι:

$$x_n = \frac{N_a}{N_a+N_d} W \quad (3.22)$$

$$x_p = \frac{N_d}{N_a+N_d} W \quad (3.23)$$

Στο σχήμα 3.6 φαίνεται η καμπύλη ευαισθησίας του φάσματος του πυριτίου δείχνει δηλαδή, την εξάρτηση της ευαισθησίας από το μήκος κύματος του εισερχόμενου φωτός. Η καμπύλη του φάσματος ευαισθησίας εξαρτάται από την καθαρότητα των προσμίξεων της p , n – τύπου περιοχής καθώς και η θέση του pn – junction, x_j . Για τον υπολογισμό της καμπύλης, στο σχήμα 3.6, το ακάθαρτο τμήμα της p , n – τύπου περιοχής καθώς και η διεπαφή είναι ποίο απότομη. Επιπλέον, μόνο τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα στη περιοχή εξασθενίσεως καταμετρούνται. Ένα τμήμα των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων εκτός της περιοχής εξασθενίσεως διέρχονται και φτάνουν στην περιοχή εξασθενίσεως, αλλά αυτά τα ρεύματα δεν υπολογίζονται στα ρεύματα διάχυσης. Αυτά τα ρεύματα, μπορούν να επηρεάσουν την ευαισθησία στα μεγάλα μήκη κύματος, εξαιτίας της χαμηλής τιμής του συντελεστή απορρόφησης σ' ένα μεγάλο φάσμα του μήκος κύματος [27]. Σε μία φωτοδίοδο ο αισθητήρα εικόνας είναι επικαλυμμένος με SiO_2 και Si_3N_4 και έτσι η κβαντική απόδοση αλλάζει [28].

2.3.4 Ρεύμα σκότους (Dark Current)

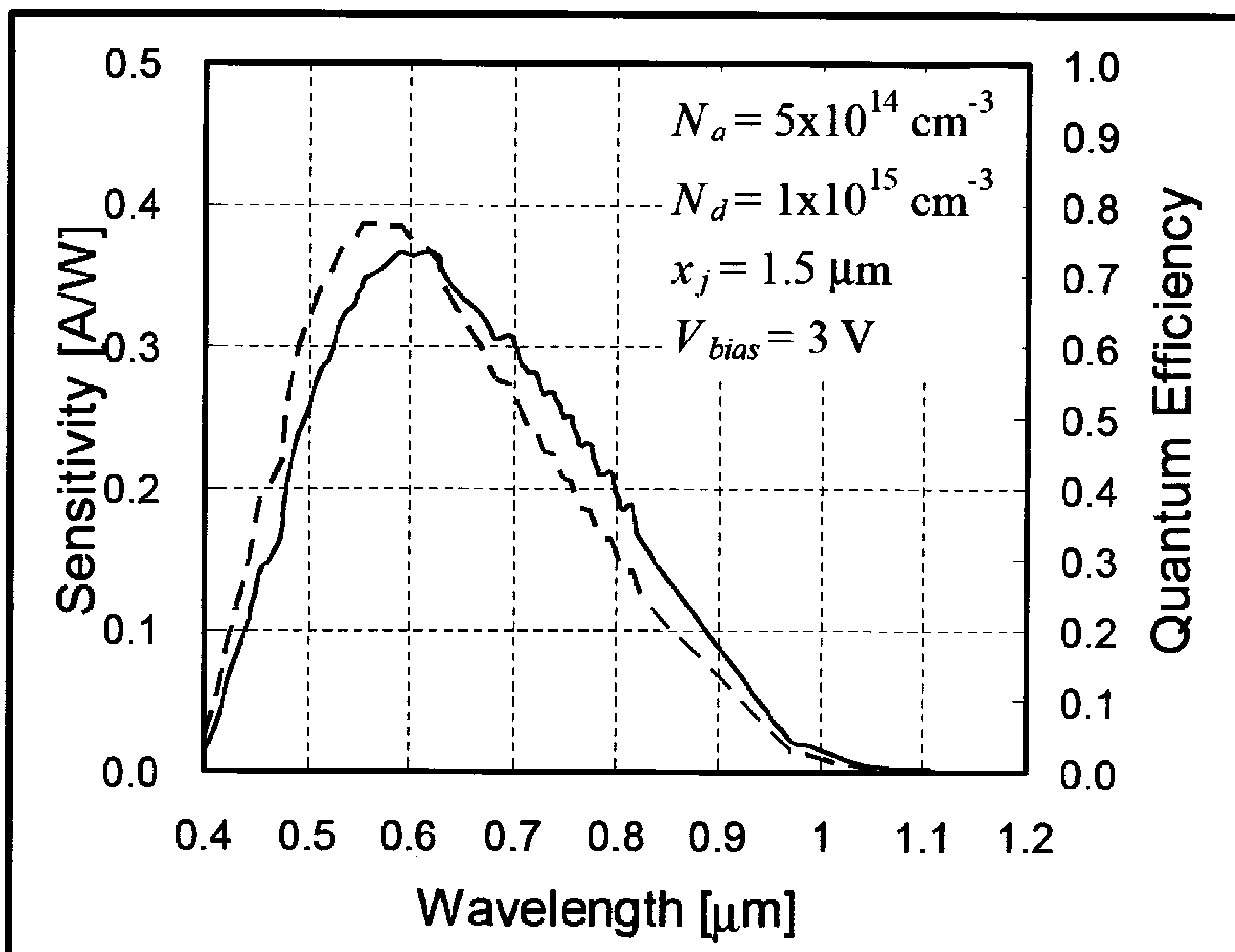
Το ρεύμα σκότους σε μια φωτοδίοδο έχει πολλές αιτίες παραγωγής, όπως:

- **Ρεύμα διάχυσης:** Η ροή του ρεύματος διάχυσης εκφράζεται ως:

$$I_{\text{diff}} = Ae \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p n_{n0}}{L_p} \right)$$

$$= Ae \left(\frac{D_n}{L_n N_A} + \frac{D_p}{L_p N_D} \right) N_c N_v \exp \left(-\frac{E_g}{k_B T} \right) \quad (3.24)$$

όπου A η περιοχή της διόδου, N_c και N_v είναι η αποτελεσματική πυκνότητα στη ζώνη αγωγιμότητας και στο εύρος σθένους αντίστοιχα και E_g το διάκενο. Έτσι το ρεύμα διάχυσης αυξάνεται εκθετικά όσο αυξάνεται και η θερμοκρασία. Εδώ πρέπει να αναφέρουμε ότι το ρεύμα διάχυσης εξαρτάται έστω και ελάχιστα από την τάση πόλωσης. Ακριβέστερα εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της τάσεως αποκλίσεως.



Σχήμα 3.10: Εξάρτηση της ευαισθησίας (συνεχής γραμμή) και η κβαντική απόδοση (διακεκομμένη γραμμή) ενός pn – junction PD με το μήκος κύματος.

- **Tunnel Current:** Άλλα ρεύματα σκότους συμπεριλαμβανομένου και του tunnel current, γεννάει και ανασυνδιάζει (g – r current), Frankel – Poole ρεύμα και ρεύμα διαρροής επιφάνειας (Surface Leak current) [29, 30]. Το tunnel current αποτελείται από ένα εύρος αυτού της «σήραγγας» (Band – to – Band Tunneling – BTBT) και μία βοηθητική «παγίδα» (Trap – Assisted Tunneling – TAT), η οποία έχει μια εκθετική εξάρτηση από την τάση [29, 31] αλλά έχει πολύ μικρή εξάρτηση από την θερμοκρασία. Ωστόσο και τα δύο, BTBT και TAT, προκαλούν την εκθετική ανάπτυξη ρεύματος σκότους λόγω της τάσης. Η εξάρτηση βέβαια διαφέρει, όπως φαίνεται και στο Πίνακα 3.1. Το tunnel current είναι σημαντικό ειδικά στην ενίσχυση όπου το πλάτος εξάντλησης λεπταίνει έτσι ώστε να οδηγήσει σε tunneling.
- **G – R Current:** Στην περιοχή εξάντλησης, η συγκέντρωση των φορέων μειώνεται, με αποτέλεσμα τον ανασυνδυασμό τους και την παραγωγή θερμότητας [29, 32]. Αυτό το γεγονός δημιουργεί το ρεύμα σκότους. Το G – R Current δίνεται [29] από τον τύπο:

$$I_{gr} = AW \frac{en_i}{\tau_g} = AW \frac{e\sqrt{N_c N_v}}{\tau_g} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.25)$$

όπου W είναι πλάτος εξάντλησης, τ_g είναι ο χρόνος ζωής και n_i είναι η ενδογενή συγκέντρωση του ρεύματος. Αυτή η επεξεργασία ονομάζεται Shockley – Read – Hall Recombination [29, 32].

- **Impact Ionization Current (Επιπτώσεις ρεύματος ιονισμού):** Η επίπτωση του ιονισμού ή του φαινομένου της χιονοστιβάδας αυξάνει το ρεύμα σκότους όταν αυξήσουμε την τάση πόλωσης [32, 33]. Η εξάρτηση της πόλωσης σκοτεινού ρεύματος από τον ιονισμό προκύπτει από την εξάρτηση της τάση των συντελεστών ιονισμού των ηλεκτρονίων - οπών, α_n και α_p . Οι συντελεστές αυτοί αυξάνουν εκθετικά καθώς αυξάνεται η τάση πόλωσης.
- **Frankel – Poole Current:** Το ρεύμα Frankel - Poole ρεύμα προέρχεται από την εκπομπή των παγιδευμένων ηλεκτρονίων στη ζώνη αγωγιμότητας [29]. Αυτό το ρεύμα εξαρτάται έντονα από την τάση πόλωσης, που είναι η ίδια με την ρεύματος σήραγγας.
- **Surface Leak Current (Ρεύμα διαρροής επιφάνειας):** Το ρεύμα αυτό δίνεται από τον τύπο:

$$I_{surf} = \frac{1}{2} en_i s_0 A_s \quad (3.26)$$

όπου n_i , s_0 και A_s είναι η εσωτερική συγκέντρωση φορέων, ο ρυθμός ανασυνδυασμού της επιφάνειας και η ίδια η επιφάνεια αντίστοιχα.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1: Εξάρτηση ρεύματος σκότους από θερμοκρασία και τάση

Εξάρτηση του ρεύματος σκότους σε σχέση με τη θερμοκρασία και την τάση ρεύματος (α, α', b, c είναι σταθερές)	
Process	Dependence
Diffusion	$\propto \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right)$
G – R	$\propto \sqrt{V} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$
Band – to – band tunneling	$\propto V^2 \exp\left(\frac{-a}{V}\right)$
Trap – assisted tunneling	$\propto \exp\left(\frac{-a'}{V}\right)^2$
Impact ionization	$a \propto \exp\left(\frac{-b}{V}\right)$
Frankel – Poole	$\propto V \exp\left(\frac{c}{T}\right)$
Surface leak	$\propto \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$

- **Εξάρτηση ρεύματος σκότους από θερμοκρασία και τάση:** Συγκρίνοντας τις εξισώσεις 3.24, 3.25 και 3.26 βλέπουμε ότι η θερμοκρασία εξαρτάται από το είδος που δημιουργεί το ρεύμα σκότους. Μόνο το I_{surf} είναι ανάλογο με την θερμοκρασία, ενώ ο λογάριθμος $\log I_{diff}$ και $\log I_{gr}$ διαφέρουν ως $-\frac{1}{T}$ και $-\frac{1}{2T}$ αντίστοιχα. Έτσι, η εξάρτηση από την θερμοκρασία μπορεί να αποκαλύψει την προέλευση του σκοτεινού ρεύματος. Επίσης, η εξάρτηση από την τάση πόλωσης είναι διαφορετική. Η εξάρτηση από την θερμοκρασία και την τάση πόλωσης συνοψίζεται στον Πίνακα 3.1.

2.3.5 Θόρυβος

- **Shot Noise:** Ένας φωτοανιχνευτής «υποφέρει» από θόρυβο λόγω της αστοχίας υλικού και λόγω θερμότητας. Η πρώτη περίπτωση οφείλεται στην διακύμανση του αριθμού των σωματιδίων N , όπως ηλεκτρονίων και φωτονίων. Έτσι ο θόρυβος αυτός θεωρείται ότι θα υπάρχει πάντα σε έναν PD. Ο θόρυβος του ρεύματος αυτού εκφράζεται με την τετραγωνική ρίζα:

$$i_{sh,rms} = \sqrt{2e\bar{I}\Delta f} \quad (3.27)$$

όπου \bar{I} και Δf δείχνουν το μέσο σήμα ρεύματος και το εύρος ζώνης, αντίστοιχα. Η αναλογία σήματος προς θόρυβο (Signal – to – Noise Ratio – SNR) εκφράζεται από τον τύπο:

$$SNR = \frac{\bar{I}}{\sqrt{2e\bar{I}\Delta f}} = \frac{\sqrt{\bar{I}}}{2e\Delta f} \quad (3.28)$$

Έτσι, καθώς η ποσότητα του ρεύματος και ο αριθμός των ηλεκτρονίων μειώνεται, το SNR που σχετίζεται με το θόρυβο μειώνεται και αυτό. Ακόμα, και το ρεύμα σκότους δημιουργεί θόρυβο.

- **Thermal noise:** Σε μια αντίσταση R , με φορτίο, που κινούνται τυχαία σε σχέση με την θερμοκρασία του φορτίου της αντίστασης. Αυτό το φαινόμενο παράγει θόρυβο λόγω θερμότητας, που είναι γνωστό και ως Johnson Noise ή Nyquist Noise. Ο «θερμικός θόρυβος» εκφράζεται:

$$i_{sh,rms} = \sqrt{\frac{4k_B T \Delta f}{R}} \quad (3.29)$$

Στους ανιχνευτές CMOS ο «θερμικός θόρυβος» εμφανίζεται ως $k_B T C$ θόρυβος, ο οποίος θα αναλυθεί παρακάτω.

2.3.6 Ανασυνδιασμένη επιφάνεια

Σε ένα τυπικό ανιχνευτή CMOS εικόνας, η επιφάνεια του πυριτίου αλληλεπιδρά με το SiO_2 (Οξείδιο του πυριτίου) και δημιουργεί ασθενείς δεσμούς, οι οποίοι παράγουν περιοχές στην επιφάνεια ή περιοχές που δρουν ως μη ανασυνδιασμένες περιοχές. Μερικά φωτοπαραγόμενα φορτία κοντά στην επιφάνεια παγιδεύονται στο κέντρο και δεν συνεισφέρουν στην παραγωγή του φωτορεύματος. Έτσι, τέτοιες περιοχές της επιφάνειας μειώνουν την κβαντική απόδοση ή ευαισθησία. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται ανασυνδιασμένη επιφάνεια (Surface Recombination). Η χαρακτηριστική παράμετρος της ανασυνδιασμένης επιφάνειας είναι η ταχύτητα με την οποία συμβαίνει το φαινόμενο αυτό I_{surf} . Ο ρυθμός ανασυνδιασμού της επιφάνειας είναι ανάλογος προς την πυκνότητα του φορτίου στην επιφάνεια και δίνεται από τον τύπο:

$$D_n = \frac{\partial n_p}{\partial x} = S_{surf}[n_p(0) - n_{p0}] \quad (3.30)$$

Η ταχύτητα ανασυνδιασμού εξαρτάται από περιοχή διασύνδεσης, την ζώνη κάμψης καθώς και από άλλα ελαττώματα και είναι περίπου $10 \text{ cm}^3/\text{sec}$ και για τα ηλεκτρόνια και για τις οπές. Για μικρά μήκη κύματος, όπως του μπλε φωτός, ο συντελεστής απορρόφησης είναι μεγάλος και η απορρόφηση αφορά κυρίως την επιφάνεια. Έτσι, είναι σημαντικό να μειώσουμε την ταχύτητα ανασυνδιασμού της επιφάνειας, ώστε να πετύχουμε υψηλή κβαντική απόδοση σε μικρό εύρος μηκών κύματος.

2.3.7 Ταχύτητα (Speed)

Λόγω της πρόσφατης ανάπτυξης της τεχνολογίας, στην επικοινωνία των οπτικών ινών και των οικιακών οπτικών ινών (Fiber – To – The – Home – FTTH), οι φωτοδέκτες CMOS πυριτίου μελετηθεί και αναπτυχθεί αρκετά. Υψηλής ταχύτητας φωτοδέκτες χρησιμοποιούνται στην τεχνολογία των CMOS, συμπεριλαμβανομένου και της τεχνολογίας BiCMOS (Bipolar junction transistor CMOS) καθώς και υψηλής ταχύτητας κυκλώματα CMOS που επικοινωνούν με οπτικές ίνες.

Στους συμβατικούς ανιχνευτές εικόνας, η ταχύτητα του PD δεν αποτελεί και ιδιαίτερο πρόβλημα. Ωστόσο, σε ορισμένα είδη «έξυπνων» ανιχνευτών εικόνας χρειάζομαστε PD που να ανταποκρίνονται γρήγορα. Ένα τέτοιο είδος ανιχνευτών εικόνας είναι οι «Smart CMOS sensors for optical wireless LANs» οι «Smart CMOS sensors for measure time – of – time (TOF)». Στις περιπτώσεις αυτές χρησιμοποιούμε APD επειδή θέλουμε γρήγορη απόκριση.

Γενικά, η απόκριση ενός PD περιορίζεται από τον χρόνο CR, και την σταθερά τ_{CR} , τον χρόνο διέλευσης τ_{tr} και τον χρόνο διάχυσης των φορέων μειονότητας τ_n των ηλεκτρονίων:

- Ο χρόνος CR καθορίζεται από την ικανότητα της διεπαφή pn, C_D και εκφράζεται ως:

$$\tau_{CR} = 2\pi C_D R_L \quad (3.31)$$

όπου R_L η αντίσταση φορτίου.

- Η σταθερά του χρόνου ορίζεται ως ο χρόνος που απαιτεί ένα φορτίο για να περάσει την περιοχή διάχυσης και εκφράζεται:

$$\tau_{tr} = W/V_s \quad (3.32)$$

όπου V_s η ταχύτητα κορεσμού.

- Φορτία μειονότητας που δημιουργούνται έξω από την περιοχή διάχυσης να εισχωρήσουν στην περιοχή αυτή ύστερα από τον χρόνο διάχυσης,

$$\tau_{n,p} = L_{n,p}^2/D_{n,p} \quad (3.33)$$

για ηλεκτρόνια με συντελεστή διάχυσης D_n .

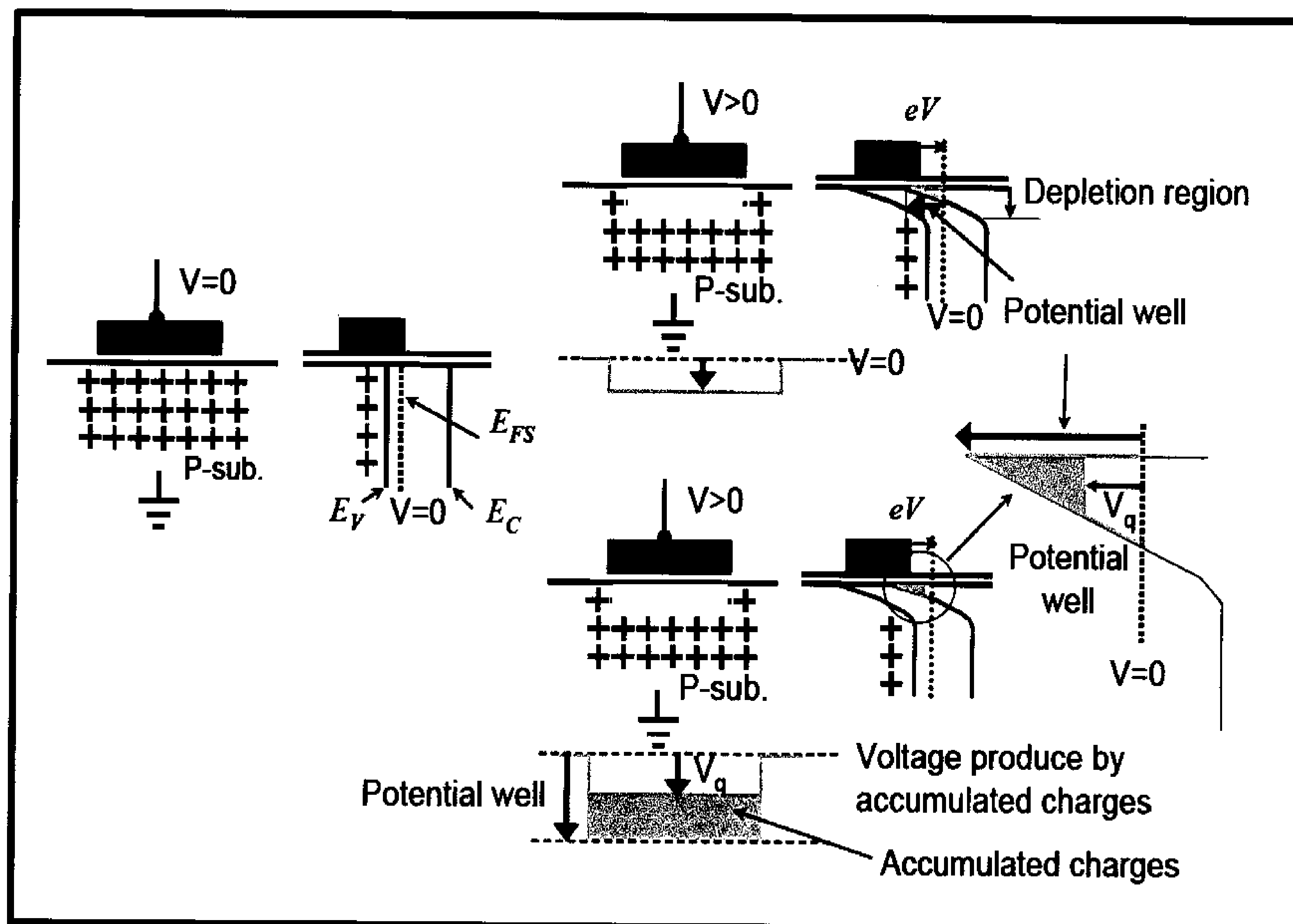
Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι υπάρχει μια ανταλλαγή μεταξύ του πλάτους W που μειώνεται και της κβαντικής αποδοτικότητας η_Q στην περίπτωση του χρονικού περιορισμού διέλευσης. Σε αυτή την περίπτωση έχουμε:

$$\eta_Q = [1 - \exp(-a(\lambda)v_s\tau_{tr})]\exp(-a(\lambda)x_n) \quad (3.34)$$

Από όλους αυτούς τους παράγοντες ο χρόνος διάχυσης είναι ο σημαντικότερος στην επίδραση της απόκρισης του PD σ' έναν CMOS ανιχνευτή εικόνας.

2.3.8 Φωτοδιόδος

Η δομή μιας φωτοδιόδου (PG) είναι η ίδια με ενός πυκνωτή MOS. Φωτοπαραγόμενα φορτία συσσωρεύονται στην περιοχή διάχυσης όταν η πύλη (δίοδος) είναι ανοικτή. Μια PG έχει μια τέτοια δομή ώστε να συσσωρεύει και να μεταφέρει φορτία και γι' αυτό χρησιμοποιούνται επίσης και σε ορισμένους CMOS ανιχνευτές εικόνας. Η συσσώρευση των φωτοπαραγόμενων φορτίων σε έναν PG φαίνεται στο σχήμα 3.11. Εφαρμόζοντας θετική τάση, δημιουργείται μια περιοχή διάχυσης η οποία δρα ως συσσωρευτική περιοχή των φωτοπαραγόμενων φορτίων, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.11.



Σχήμα 3.11: Δομή φωτοδιόδου στην οποία εφαρμόζεται τάση, στην οποία δημιουργείται περιοχή διάχυσης στην οποία συσσωρεύονται φωτοπαραγόμενα φορτία.

Το γεγονός ότι η περιοχή των φωτοπαραγόμενων φορτίων διαχωρίζεται από την επιφάνεια των PG είναι χρήσιμο σε κάποιους CMOS ανιχνευτές εικόνας. Θα πρέπει να πούμε ότι οι PG έχουν και μειονεκτήματα που αφορούν την ευαισθησία, επειδή η πύλη, η οποία είναι συνήθως κατασκευασμένη από πολυπυρίτιο, είναι μερικώς διαπερατή και έχει χαμηλό ρυθμό μετάδοσης σε κοντά μήκη κύματος ή στο φάσμα του μπλε φωτός.

2.3.9 Φωτοτρανζίστορ

Ένα φωτοτρανζίστορ (PTI) μπορεί να γίνει χρησιμοποιώντας μια τυποποιημένη τεχνολογία CMOS για ένα παρασιτικό τρανζίστορ. Ένα PTI ενισχύει το φωτορεύμα βάσει του παράγοντα β της βάσης του τρανζίστορ. Εξαιτίας του πλάτους της βάσης και της συγκέντρωσης των φορτίων, η τεχνολογία της επεξεργασίας των CMOS, δεν μπορεί να βελτιστοποιήσει αρκετά τον παράγοντα β , παραπάνω από 10 – 20. Το πλάτος της βάσης είναι ένας σταθερός παράγοντας για ένα τρανζίστορ. Όταν αυξήσουμε το πλάτος της βάσης αυξάνεται η κβαντική απόδοση αλλά μειώνεται το κέρδος [34]. Ένα άλλο μειονέκτημα των PTI είναι η μεγάλη διακύμανση του συντελεστή β , η οποία παράγει έναν τυποποιημένο θόρυβο (Fixed Pattern Noise – FPN), όπως θα το περιγράψουμε παρακάτω. Παρά τα μειονεκτήματα αυτά, οι PTI χρησιμοποιούνται σε κάποιους CMOS ανιχνευτές εικόνας εξαιτίας της απλής δομής και του κέρδους τους. Όταν υπάρχει ταυτόχρονα από το κύκλωμα και ένα ελάχιστο ρεύμα ανάδρασης, τότε το PTI μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως απλώς επεξεργαστής σήματος, όπως αναφερθήκαμε εκτενώς στην ενότητα 3.3.2. Για να αντιμετωπιστεί η χαμηλή απόδοση β , στα χαμηλής έντασης φωτορεύματα, έχει αναπτυχθεί και τοποθετηθεί ένα επίπεδο κάθετο και ανάστροφο ως προς το αρχικό pnp BJT.

2.3.10 Το φαινόμενο της Χιονοστιβάδα στην φωτοδίοδο

Σε μια φωτοδίοδο το φαινόμενο της χιονοστιβάδας (avalanche photodiode – APD), χρησιμοποιείται για την ενίσχυση των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων [35]. Οι APDs έχουν εκτός από υψηλό κέρδος και υψηλή ταχύτητα απόκρισης. Ως εκ τούτου χρησιμοποιούνται ως ανιχνευτές στην επικοινωνία μεταξύ οπτικών ινών και ως ανιχνευτές εξαιρετικά χαμηλών συχνοτήτων, σε τομείς όπως η βιοτεχνολογία. Ωστόσο σπανίως χρησιμοποιούνται ως ανιχνευτές εικόνας λόγω της πολύ υψηλής τάσης που χρειάζονται, περίπου 100V. Μια τόσο υψηλή τάση είναι ο λόγος που δεν χρησιμοποιούνται σε τυποποιημένες εφαρμογές CMOS, εκτός από υβριδικούς ανιχνευτές εικόνας μαζί με άλλα εξαρτήματα APD στο υπόστρωμα του εξωτερικού κυκλώματος ανάγνωσης του ανιχνευτή CMOS, όπως φαίνεται στην βιβλιογραφία [36]. Οι μεταβολές του κέρδους δημιουργούν το ίδιο πρόβλημα και στα φωτοτρανζίστορ.

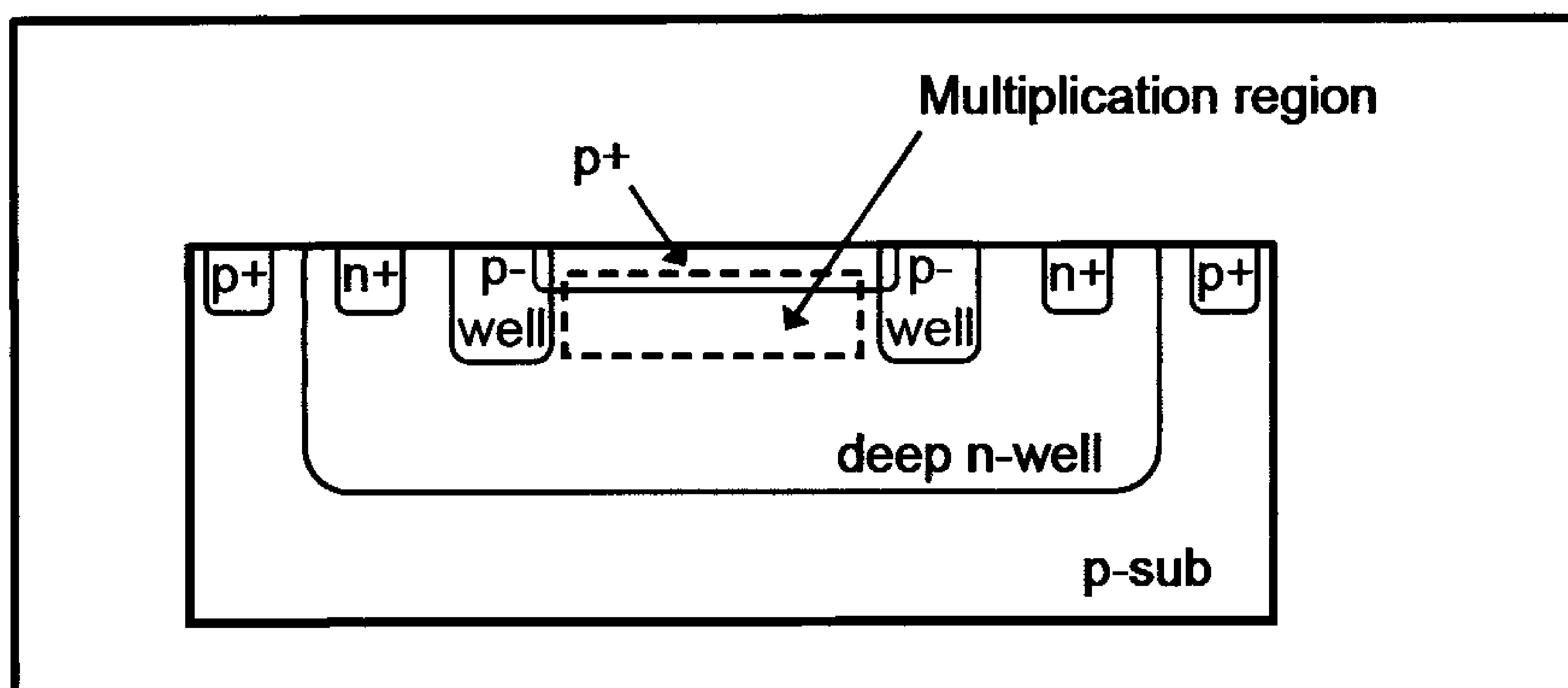
Το πρωτοποριακό έργο του A. Biber στο Ελβετικό Κέντρο Ηλεκτρονικής και Μικροτεχνικής (Centre Suisse d'Electronique et de Microtechnique – CSEM) έχει σαν αποτέλεσμα την κατασκευή μίας σειράς από τυποποιημένες, 12 x 24 pixels APD, σε τεχνολογία 1,2 μ m BiCMOS [37-47]. Κάθε pixel χρησιμοποιεί έναν ελεγκτή APD και ένα

κύκλωμα ανάγνωσης. Η εικόνα δημιουργείται από τον αισθητήρα με κέρδος χιονοστιβάδας πάνω από 7 με τάση πόλωσης 19,1V.

Πολλές εκθέσεις έχουν δημοσιευθεί πάνω στην κατασκευή APDs, που χρησιμοποιούν τυποποιημένη τεχνολογία CMOS [37-47], όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.12. Σε αυτές τις εκθέσεις, η APD πολώνεται πάνω από την τάση χιονοστιβάδας, και έτσι όταν τα φωτόνια προσπίπτουν πάνω στην APD, παράγεται στιγμιαία μια αιχμή, την οποία θα μπορούσαμε να την περιγράψουμε ως παλμό. Το φαινόμενο αυτό μοιάζει με αυτό του μετρητή Geiger, γι' αυτό και ονομάζεται και «λειτουργία Geiger». Η λειτουργία αυτή είναι δύσκολο να χρησιμοποιηθεί στην απεικόνιση, αλλά βρίσκει χρήση σε άλλες εφαρμογές.

2.3.11 Φωτοαγώγιμοι Ανιχνευτές

Ένας άλλος ανιχνευτής κέρδους είναι ο φωτοαγώγιμος ανιχνευτής (Photoconductive Detector – PCD), ο οποίος χρησιμοποιεί το φαινόμενο της φωτοαγωγιμότητας [35]. Ένας τυπικός PCD έχει την δομή $n^+ - n^- - n^+$. Μια ελάχιστη ποσότητα DC ρεύματος εφαρμόζεται ανάμεσα στα δύο n^+ και έτσι παράγεται ηλεκτρικό πεδίο το οποίο προσδιορίζεται στην n^- περιοχή, η οποία είναι μια φωτοαγώγιμη περιοχή όπου δημιουργούνται ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών.



Σχήμα 3.12: Τυποποιημένη δομή φωτοδιόδου χιονοστιβάδας (APD) σε τεχνολογία CMOS [46].

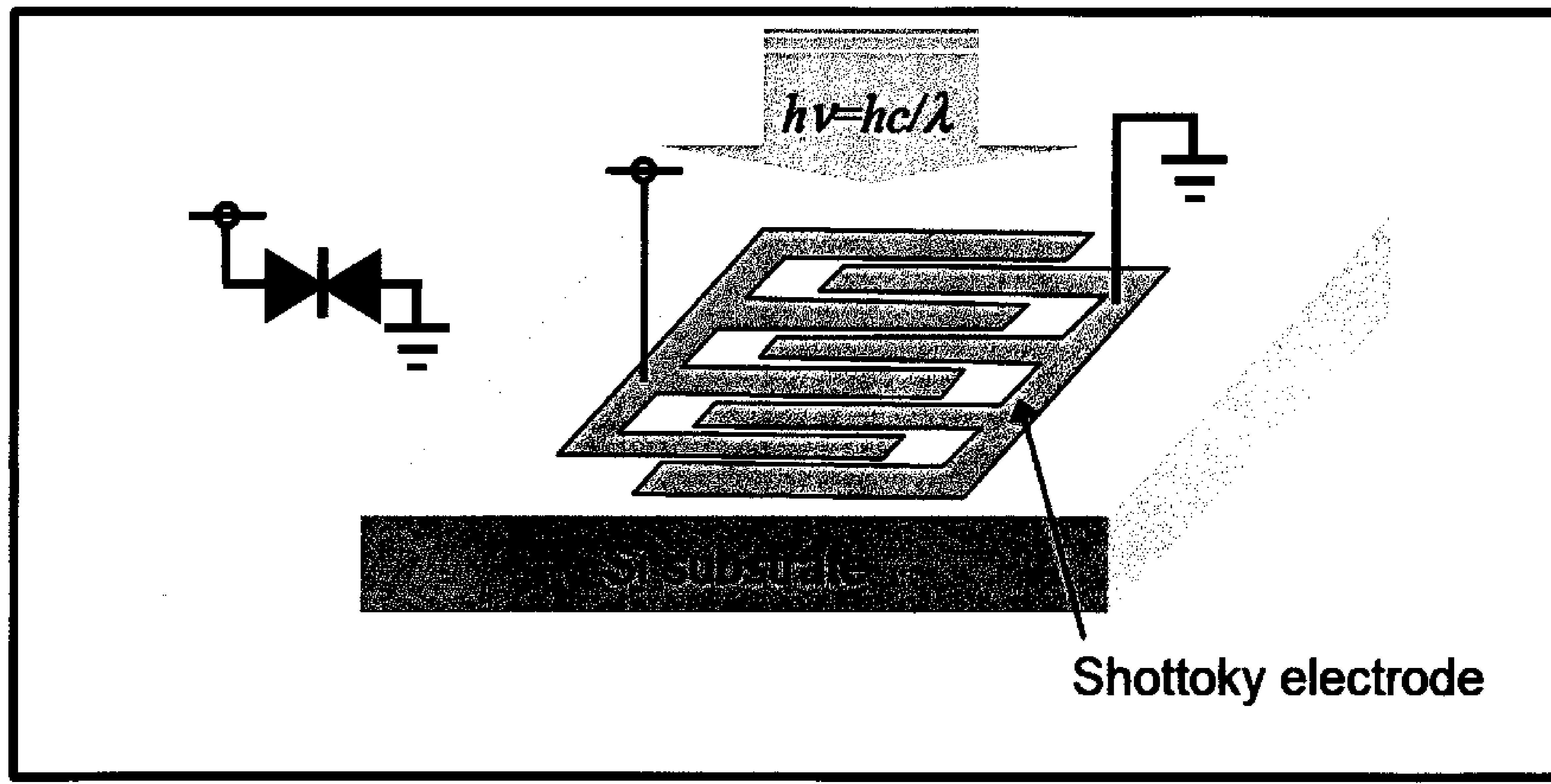
Το κέρδος προέρχεται από μια πολύ μεγάλη αναλογία της διάρκειας ζωής των οπών τ_p σε σχέση με τον μικρό χρόνο διέλευσης των ηλεκτρονίων t_{tr} , ο οποίος είναι $\tau_p \gg t_{tr}$. Το κέρδος G_{PC} εκφράζεται ως:

$$G_{PC} = \frac{\tau_p}{t_{tr}} \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \quad (3.35)$$

Όταν ένα φωτοπαραγόμενο ζευγάρι ηλεκτρονίου – οπής απομακρύνεται εξαιτίας της εφαρμογής ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, το ηλεκτρόνιο διασχίζει τον ανιχνευτή πολλές φορές πριν επανασυνδεθεί με την οπή όπου βρισκόταν αρχικά. Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι μεγαλύτερο κέρδος έχουμε σε χαμηλότερες ταχύτητες απόκρισης, απ' ότι το εύρος κέρδους ενός PCD, επειδή το κέρδος G_{PC} είναι ανάλογο της διάρκειας ζωής του ρεύματος τ_p , το οποίο και καθορίζει την ταχύτητα απόκρισης του ανιχνευτή. Τέλος, ένας PCD έχει σχετικά μεγάλο ρεύμα σκότους και επειδή είναι στην ουσία μια συσκευή αγωγιμότητας είναι σίγουρο ότι θα υπάρχει ροή ρεύματος σκότους. Αυτό μπορεί να είναι αρνητικό για έναν ανιχνευτή εικόνας. Ορισμένα εξαρτήματα υπολογιστών χρησιμοποιούνται ως ανιχνευτές, επικαλύπτοντας κυκλώματα ανάγνωσης CMOS σε κάποια pixel, εξαιτίας της φωτοαπόκρισης σε μια πληθώρα μηκών κύματος όπως στις ακτίνες – X (X – Ray), υπεριώδης ακτινοβολία (UltraViolet – UV) και υπεριώδης ακτινοβολία (Infrared – IR). Το φαινόμενο της χιονοστοιβάδας συμβαίνει και σε κάποια εξαρτήματα υπολογιστών [48].

Αρκετή τύποι CMOS κυκλωμάτων ανάγνωσης (ReadOut Circuitry – ROC) έχουν αναφερθεί (για παραδείγματα βλέπε βιβλιογραφία [49]). Μια άλλη εφαρμογή των PCD είναι η χρήση τους για την αντικατάσταση ολοκληρωμένων φίλτρων χρωμάτων [50-52]. Μερικά PCDs χρησιμοποιούνται ακόμα ως γρήγοροι φωτοανιχνευτές όπως οι ημιαγωγοί – μέταλλου (Metal – Semiconductor – Metal – MSM).

- **Metal – Semiconductor –Metal Ανιχνευτές:** Οι MSM είναι ένα είδος φωτοανιχνευτή PCD, όπου ένα ζευγάρι μέταλλου τοποθετείται στην επιφάνεια του ημιαγωγού, όπως φαίνεται στο εικόνα 3.13 [35]. Εξαιτίας της δομής του MSM είναι εύκολη η κατασκευή του, καθώς και η χρήση του με άλλα υλικά όπως Γαλήνιο – Αρσενικό (Gallium – Arsenide – GaAs) και Γαλήνιο Νιτρόδες (Gallium – Nitride – GaN). Οι GaAs – MSM φωτοανιχνευτές χρησιμοποιούνται κυρίως στους υπεργρήγορους φωτοανιχνευτές [53], αν και χρησιμοποιούνται και ως συστοιχεία φωτοανιχνευτών σε ανιχνευτές εικόνας [54, 55]. Οι GaN – MSM φωτοανιχνευτές δημιουργήθηκαν για χρήση στους ανιχνευτές εικόνας με ευαισθησία στην UV περιοχή [56].



Σχήμα 3.13: Δομή ενός MSM φωτοανιχνευτή.

2.4 Συσσωρευμένη λειτουργία στους Φωτοανιχνευτές

Μια φωτοδίοδος σ' ένα αισθητήρα απεικόνισης CMOS συνήθως παίρνει μέρος σε λειτουργία συσσώρευσης. Σε αυτή την λειτουργία η φωτοδίοδος είναι ηλεκτρικά κορεσμένη και όταν το φως προσπίπτει στην φωτοδίοδο, φωτοπαραγόμενα ρεύματα παράγονται και συσσωρεύονται στην περιοχή. Ο τρόπος συσσώρευσης προτάθηκε και αναδείχθηκε από τον G. P. Weckler [57]. Η πιθανή μείωση τάσης οφείλεται στην συσσώρευση των ηλεκτρονίων. Λόγω αυτής της πτώσης τάσης το συνολικό ποσό της ισχύς μπορεί να υπολογιστεί. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η συσσώρευση των ηλεκτρονίων ερμηνεύεται ως η διαδικασία αποφόρτισης, του είδη φορτισμένου με φωτοπαραγόμενα ρεύματα, πυκνωτή.

Χρησιμοποιώντας ένα απλό παράδειγμα, φαίνεται γιατί η λειτουργία συσσώρευσης είναι απαραίτητη σ' έναν CMOS ανιχνευτή εικόνας. Υποθέτουμε τις ακόλουθες παραμέτρους: η ευαισθησία του PD $R_{ph} = 0,3 \text{ A/W}$, το μέγεθος της περιοχής του PD = 1000 Lux , και ο φωτισμός στην επιφάνεια του PD $L_0 = 100 \mu\text{m}^2$. Υποθέτοντας ότι ένα 1 Lux ισοδυναμεί (κατά προσέγγιση) $1,6 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2$, όπως περιγράφηκε σε προηγούμενη ενότητα, το φωτορεύμα I_{ph} , περιγράφεται ως:

$$\begin{aligned} I_{ph} &= R_{ph} \times L_0 \times A = \\ &= 0,3 \text{ A/W} \times 100 \times 1,6 \times 10^{-7} \text{ W/cm}^2 \times 100 \mu\text{m}^2 \\ &\approx 10 \text{ pA}. \end{aligned}$$

Ενώ είναι δυνατό να μετρηθεί ένα τόσο χαμηλό φωτορεύμα, ωστόσο είναι δύσκολο να υπολογίσουμε φωτορεύματα με την ίδια ακρίβεια από μία δισδιάστατη σειρά από έναν μεγάλο αριθμό σημείων.

2.4.1 Αλλαγές στην συσσωρευμένη λειτουργία

Η χωρητικότητα σύνδεσης μιας φωτοδιόδου τύπου pn, C_{PD} εκφράζεται ως:

$$C_{PD}(V) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Si}}{W} \quad (3.36)$$

το οποίο εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση V , μέσω της εξάρτησης της μείωσης του εύρους W στην τάση V , ως:

$$W = K(V + V_{bi})^{m_j} \quad (3.37)$$

όπου το K είναι μια σταθερά, το V_{bi} είναι η ενσωματωμένη δυναμότητα της σύνδεσης pn και το m_j είναι μια παράμετρος εξαρτώμενη από τη μορφή συνδέσεων $m_j = 1/2$ για μια σύνδεση βημάτων και $m_j = 1/3$ για μια γραμμική σύνδεση.

Τα ίδια θα ισχύουν και για τον $C_{PD}(V)$:

$$C_{PD}(V) \frac{dV}{dt} + I_{ph} + I_d = 0 \quad (3.38)$$

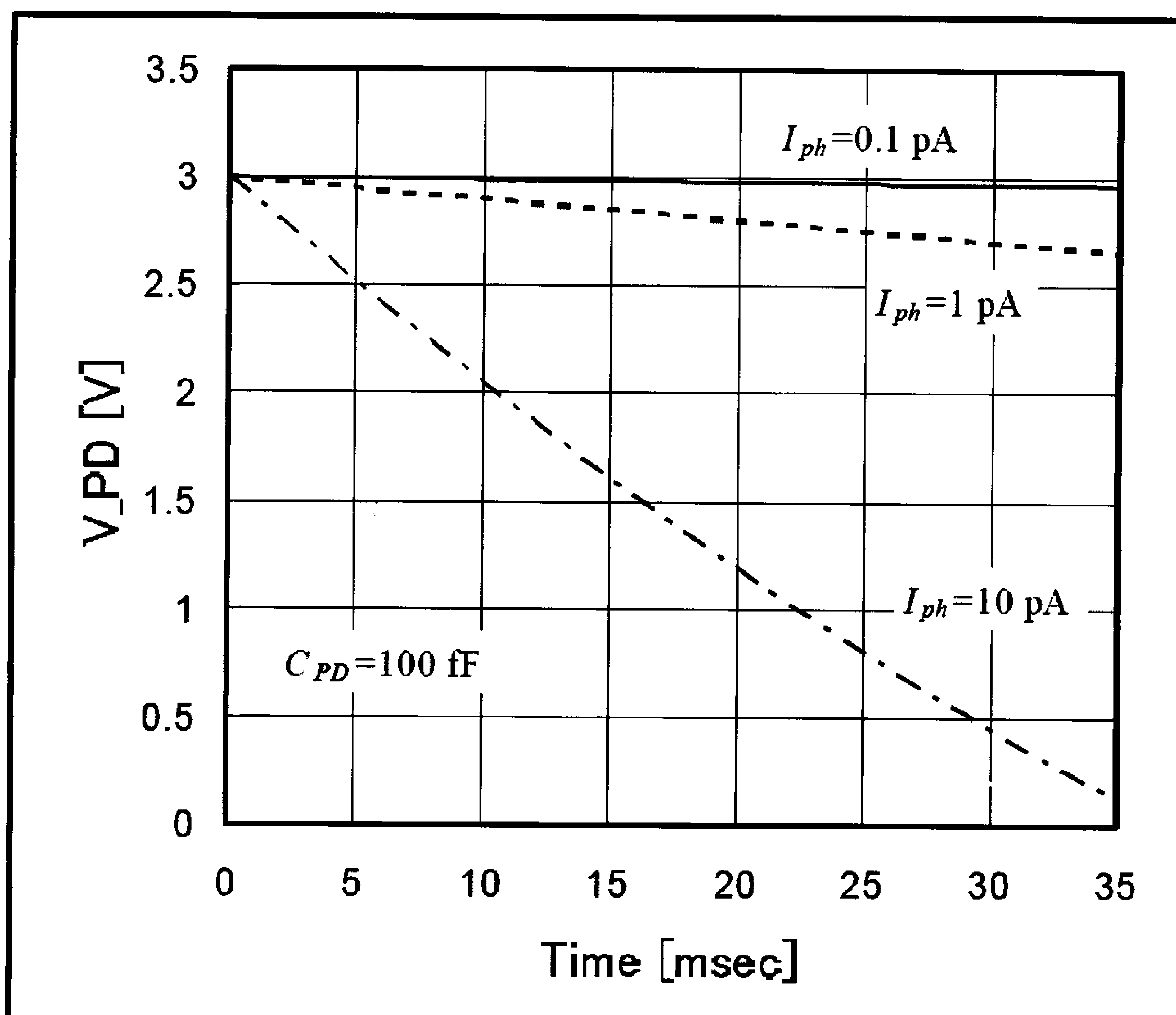
όπου I_d είναι το ρεύμα σκότους της PD. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις 3.36 και 3.37 παίρνουμε την εξίσωση 3.38, η οποία είναι:

$$V(t) = (V_0 + V_{bi}) \left[1 - \frac{(I_{ph} + I_d)(1 - m_j)}{C_0(V_0 + V_{bi})} t \right]^{\frac{1}{1 - m_j}} - V_{bi} \quad (3.39)$$

όπου V_0 και C_0 είναι οι αρχικές τιμές της τάσης και της χωρητικότητας του PD. Αυτό το αποτέλεσμα δείχνει ότι η τάση στον PD μειώνεται σχεδόν γραμμικά. Συνήθως η τάση στον PD μειώνεται ακολουθώντας την γραμμική μείωση. Στην εικόνα 3.14 φαίνεται η πτώση τάσης στον PD σε συνάρτηση με τον χρόνο. Ακόμα παρατηρώντας την εικόνα βλέπουμε την V_{PD} να μειώνεται στην διάρκεια του χρόνου. Έτσι η ένταση του φωτός μπορεί να υπολογιστεί, μετρώντας την πτώση τάσης πάνω στον PD σε μια συγκεκριμένη χρονική στιγμή, συνήθως σε μια συχνότητα 1/30 sec.

2.4.2 Περιγραφή

Στο σημείο αυτό είναι σημαντικό να κάνουμε μια περιγραφή του CMOS αισθητήρα. Στην εικόνα 3.15 φαίνεται η γενική ιδέα [58]. Στην εικόνα απεικονίζεται ένα MOSFET. Η πηγή ενεργεί ως PD και ο αγωγός είναι συνδεδεμένος με την V_{dd} .

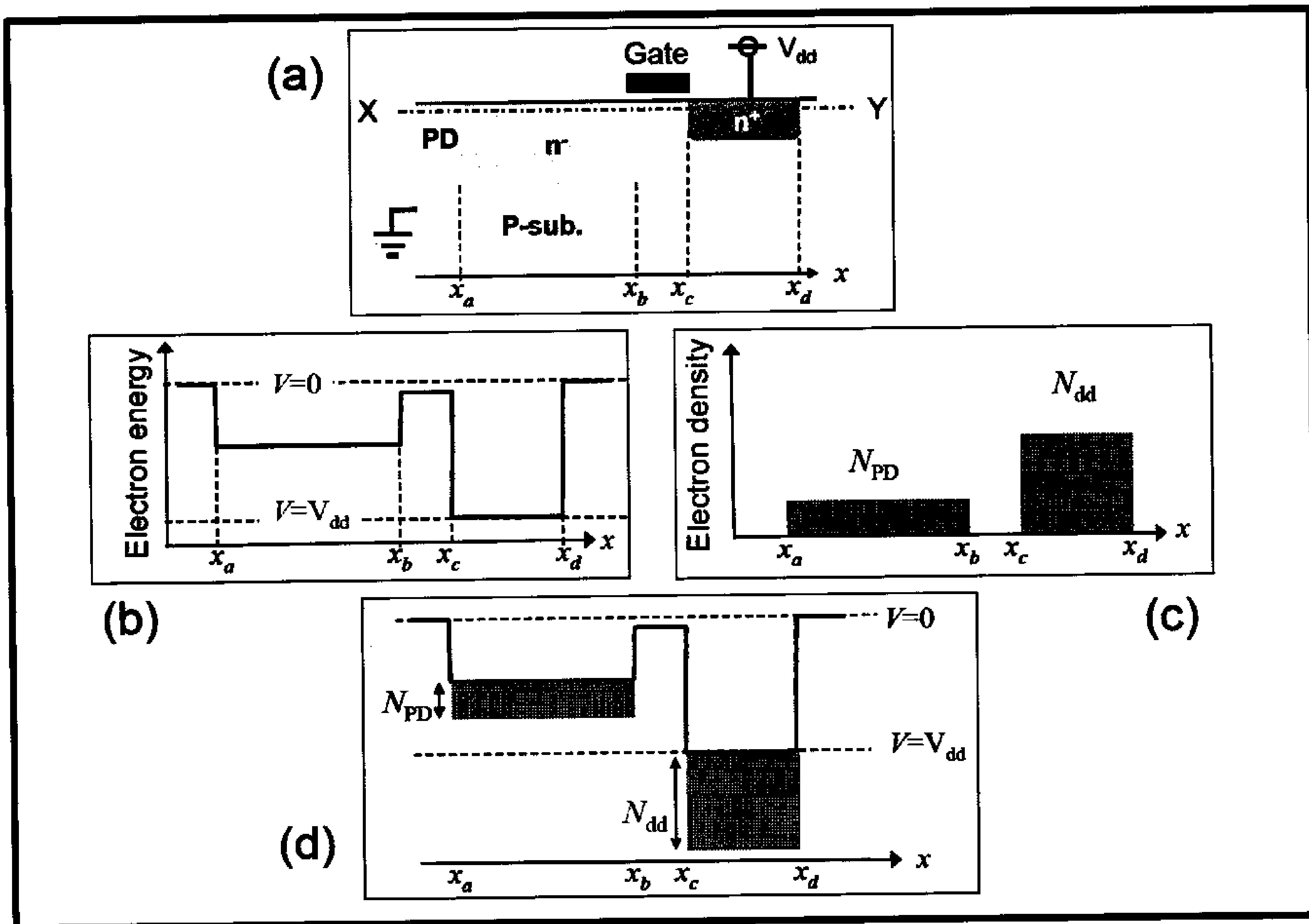


Σχήμα 3.14: Πτώση τάσης στον PD ως συνάρτηση του χρόνου.

Η πυκνότητα των προσμίξεων στην πηγή είναι μικρότερη απ' ό τι στον αγωγό. Η γ είναι κλειστή ή σε κατάσταση κάτω του κατωφλίου.

Στην εικόνα 3.15 (b) φαίνεται το σχεδιάγραμμα κατά μήκος της οριζόντιας απόστασης δείχνοντας το εύρος της αγωγιμότητας κοντά στην επιφάνεια. Επιπροσθέτως, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα σε κάθε περιοχή, όπως φαίνεται στην εικόνα 3.15 (c), υπερτίθεται επί του δυναμικού όπως φαίνεται στο (b). Ως εκ τούτου είναι εύκολο να δούμε την πυκνότητα των ρευμάτων (όπως φαίνεται στην εικόνα 3.15 (d)). Η βασική γραμμή της πυκνότητας των ρευμάτων βρίσκεται στο κατώτερο δυνατό σημείο, έτσι ώστε η πυκνότητα των ρευμάτων να αυξάνεται και στην καθοδική πορεία. Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι η ικανότητα του σχεδιαγράμματος ή επίπεδο Fermi μπορεί να καθοριστεί από την πυκνότητα του φορτίου. Όταν παράγονται φορτία από την είσοδο φωτός και συσσωρεύονται στην περιοχή εξαντλήσεως, το πιθανό βάθος αλλάζει καθώς αλλάζει και η πυκνότητα των φορτίων. Ωστόσο, κάτω από φυσιολογικές συνθήκες για τον ανιχνευτή, το δυναμικό της επιφάνειας αυξάνει ανάλογα με την συσσωρευμένη φόρτιση.

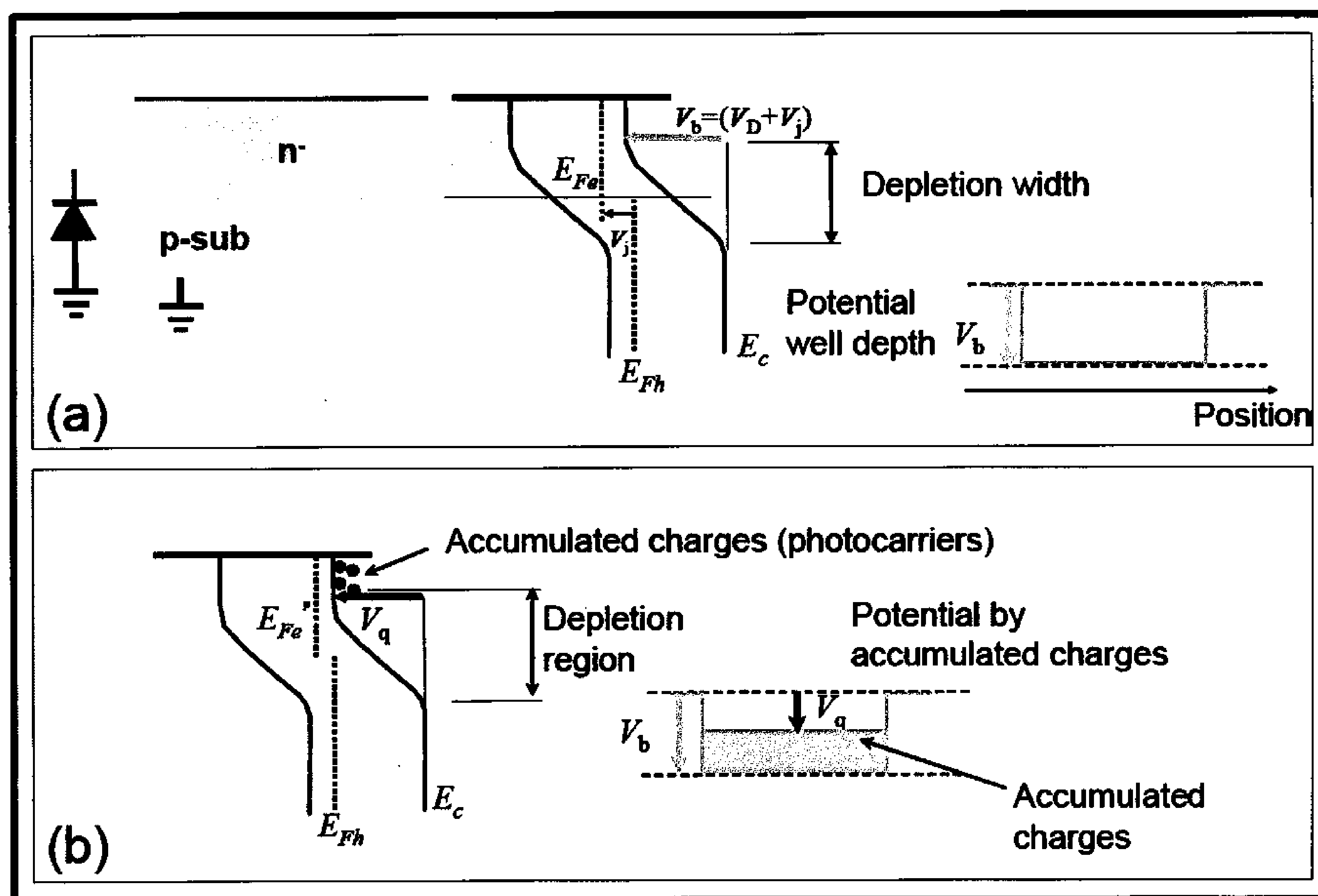
Στη εικόνα 3.16 φαίνεται η δυναμική περιγραφή ενός PD, ο οποίος είναι κορεσμένος. Αυτή είναι η ίδια περίπτωση όπως αναφερθήκαμε και στην προηγούμενη ενότητα 3.4.1. Στην εικόνα, τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα συσσωρεύονται στην περιοχή εξα-ντλήσεως του PD. Το δυναμικό V_b δημιουργείται από το δυναμικό V_{bi} προσθέτοντας την τάση πόλωσης V_j . Στην εικόνα 3.16 (b) φαίνεται το επίπεδο συσσώρευσης όταν φωτοπαραγόμενα ρεύματα συγκεντρώνονται. Το βάθος της συσσώρευσης αλλάζει από V_b σε V_q , όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.16 (b). Η ποσότητα της αλλαγής $V_b - V_q$ είναι περίπου ανάλογη με την ένταση της εισόδου του φωτός και τον χρόνο συσσώρευσης, όπως έχουμε είδη αναφέρει στην ενότητα 3.4.1.



Σχήμα 3.15: Απεικόνιση του πιθανού δυναμικού. Φαίνεται η δομή ενός n – MOSFET στην εικόνα (a), όπου τον ρόλο της πηγής τον παίζει ένας PD και η διαρροή ωθείται στην τάση V_{dd} . Η πύλη του MOSFET είναι κλειστή. Η ζώνη αγωγιμότητας κατά μήκος του X – Y στο σχήμα (a) φαίνεται στο σχήμα (b). Στον οριζόντιο άξονα φαίνεται η θέση απόκρισης (σχήμα (a)) και στον κάθετο άξονα φαίνεται η ενέργεια των ηλεκτρονίων. Τα επίπεδα της τάσης $V = 0$ και $V = V_{dd}$ φαίνονται στα σχήμα (c) και (d) [58].

2.4.3 Συμπεριφορά των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων στις φωτοδιόδους

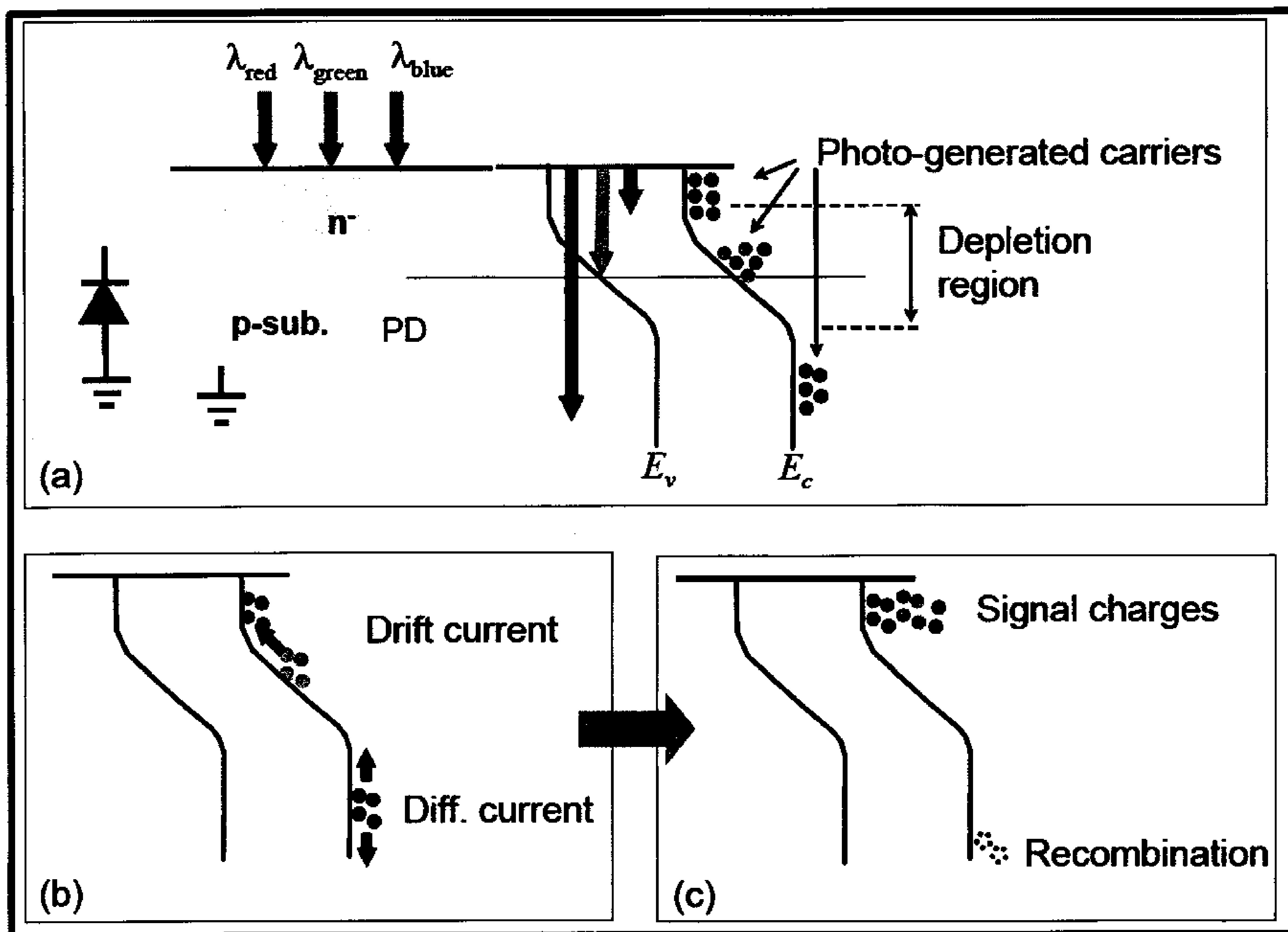
Όπως είδη έχουμε αναφέρει σε προηγούμενη ενότητα, τυχαία φωτόνια διεισδύουν μέσα στον ημιαγωγό ανάλογα με την ενέργειά τους ή το μήκος κύματός τους. Φωτόνια με μικρότερη ενέργεια ή μεγαλύτερο μήκος κύματος διεισδύουν βαθύτερα μέσα στον ημιαγωγό, ενώ φωτόνια με μεγαλύτερη ενέργεια ή μικρότερο μήκος κύματος απορροφώνται κοντά στην επιφάνεια. Τα απορροφούμενα φωτόνια στην περιοχή εξάντλησης απορροφώνται αμέσως από το ηλεκτρικό πεδίο και συσσωρεύονται στο δυναμικό, όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.17. Στην εικόνα 3.17, φως τριών χρωμάτων, κόκκινου, πράσινου και μπλε πέφτουν πάνω στον PD. Όπως φαίνεται στην εικόνα 3.17 (a), τα τρία χρώματα φτάνουν σε διαφορετικό βάθος. Το κόκκινο διεισδύει σε μεγαλύτερο βάθος και φτάνει στην p δομή, ενώ παράγει ελάχιστο ηλεκτρικό φορτίο. Στην περιοχή αυτή υπάρχει ένα μικρό ηλεκτρικό ρεύμα πεδίου, ώστε τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα να κινούνται λόγω διάχυσης, όπως φαίνεται στην εικόνα 3.17 (b). Ενώ μερικά φωτοπαραγόμενα ρεύματα συγκεντρώνονται σε αυτή την περιοχή και δεν συνεισφέρουν στην ενίσχυση του σήματος, άλλα φτάνουν στο όριο της περιοχής εξάντλησης και συσσωρεύονται στο δυναμικό, με αποτέλεσμα την ενίσχυση του σήματος. Η έκταση της συνεισφοράς εξαρτάται από τον βαθμό της διάχυσης των ρευμάτων που παράγονται στην p δομή. Το μέγεθος της διάχυσης το έχουμε αναλύσει σε προηγούμενη ενότητα 3.2.2. Θα πρέπει να σημειώσουμε όμως ότι το μέγεθος της διάχυσης σε χαμηλής καθαρότητας περιοχής είναι μεγαλύτερο και έτσι τα ρεύματα μπορούν να διανύσουν μεγαλύτερες αποστάσεις. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα το μπλε, το πράσινο και κάποια κομμάτια κόκκινου φωτός να συνεισφέρουν στην ενίσχυση του σήματος.



Σχήμα 3.16: Περιγραφή ενός PD πριν την συσσώρευση (a) και μετά την συσσώρευση (b).

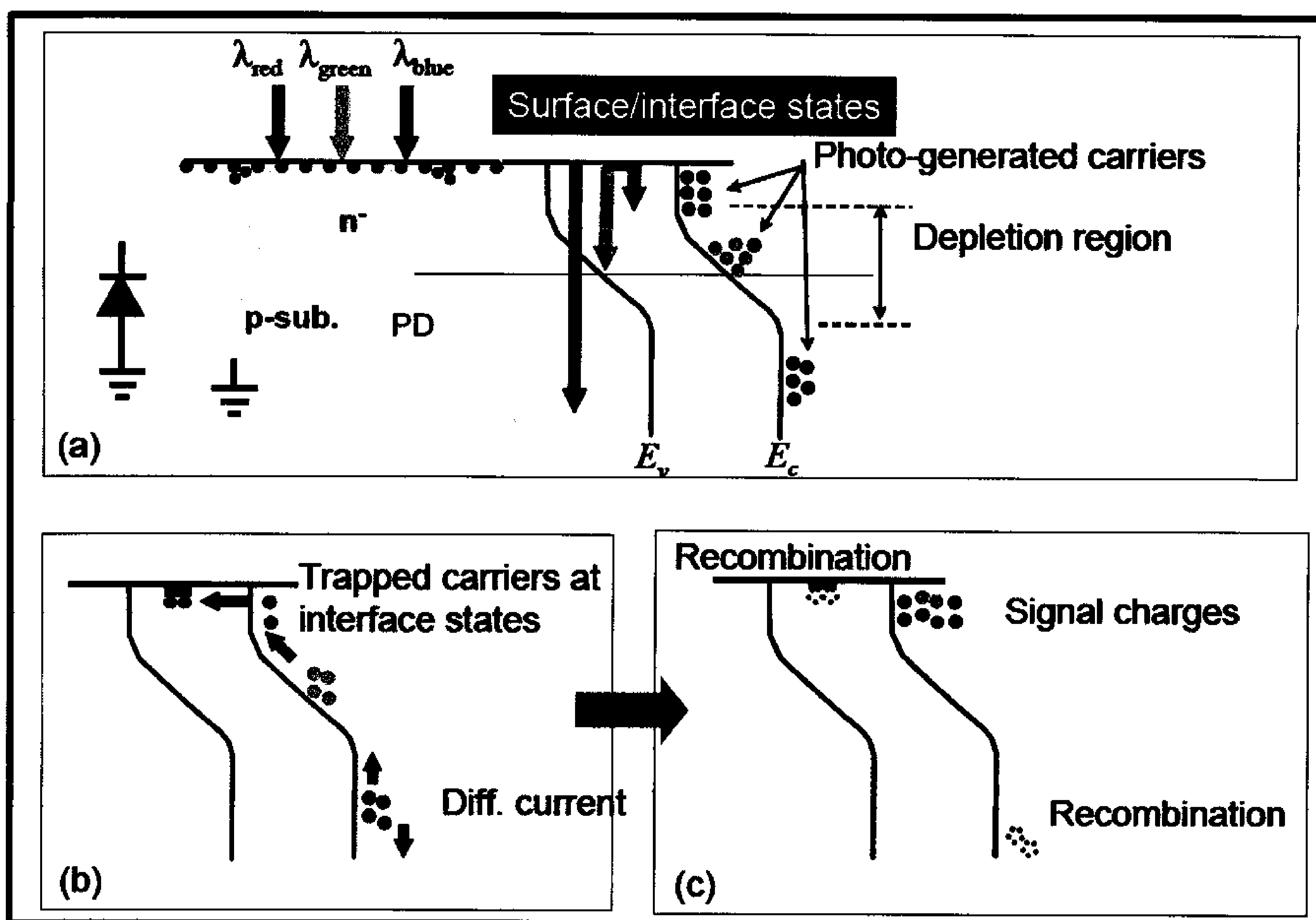
Σε αυτή την περίπτωση, ωστόσο, αν αγνοήσουμε τα διάφορα στάδια της επιφάνειας/διεπαφής, συμπεριφέρονται σαν μονωτές για τα ρεύματα. Τέτοιες δομές παράγουν βαθιές δομές μέσα στο διάκενο. Τα παράπλευρα ρεύματα είναι εύκολο να παγιδευτούν σε αυτά τα επίπεδα. Η διάρκεια ζωής είναι σχετικά μεγάλη και τα ρεύματα που παγιδεύονται εδώ ανασυνδιάζονται. Τέτοιου είδους ρεύματα δεν συνεισφέρουν στην ενίσχυση του σήματος. Το μπλε χρώμα, φως είναι ένα τέτοιο παράδειγμα και γι' αυτό έχει χαμηλότερη κβαντική απόδοση απ' ό,τι άλλα μεγαλύτερα μήκη κύματος.

- **Pinned photodiode:** Για την ανακούφιση της ελάττωσης της κβαντικής απόδοσης από μικρά μήκη κύματος χρησιμοποιούμε μια «καρφιτσωμένη φωτοδίοδο» (Pinned Photodiode - PPD) ή από «θαμμένη φωτοδίοδο» (Buried Photodiode - BPD). Χρονικά η PPD αναπτύχθηκε πριν από τα CCDs [59, 60], και από τα τέλη του 1990 υιοθετήθηκε στους CMOS ανιχνευτές εικόνας [64, 61 - 63]. Η δομή ενός PPD φαίνεται στο σχήμα 3.19. Η ανώτατη επιφάνεια του PD έχει ένα λεπτό p^+ στρώμα και έτσι ο PD φαίνεται να είναι «θαμμένος» κάτω από την επιφάνεια. Αυτό το στρώμα με το p^+ επίπεδο ενεργεί ώστε να επανέλθει το επίπεδο του Fermi πάνω στην επιφάνεια, εξου και το όνομα «καρφιτσωμένη φωτοδίοδος». Το p^+ στρώμα έχει τις ίδιες ιδιότητες με το υπόστρωμα p και έτσι η δυναμική στην επιφάνεια κάμπτεται ώστε η συσσωρευμένη περιοχή να διαχωρίζεται από τις φορτισμένες περιοχές. Σε αυτή τη περίπτωση το επίπεδο του Fermi είναι «καρφιτσωμένο» ή κοντά στην επιφάνεια.

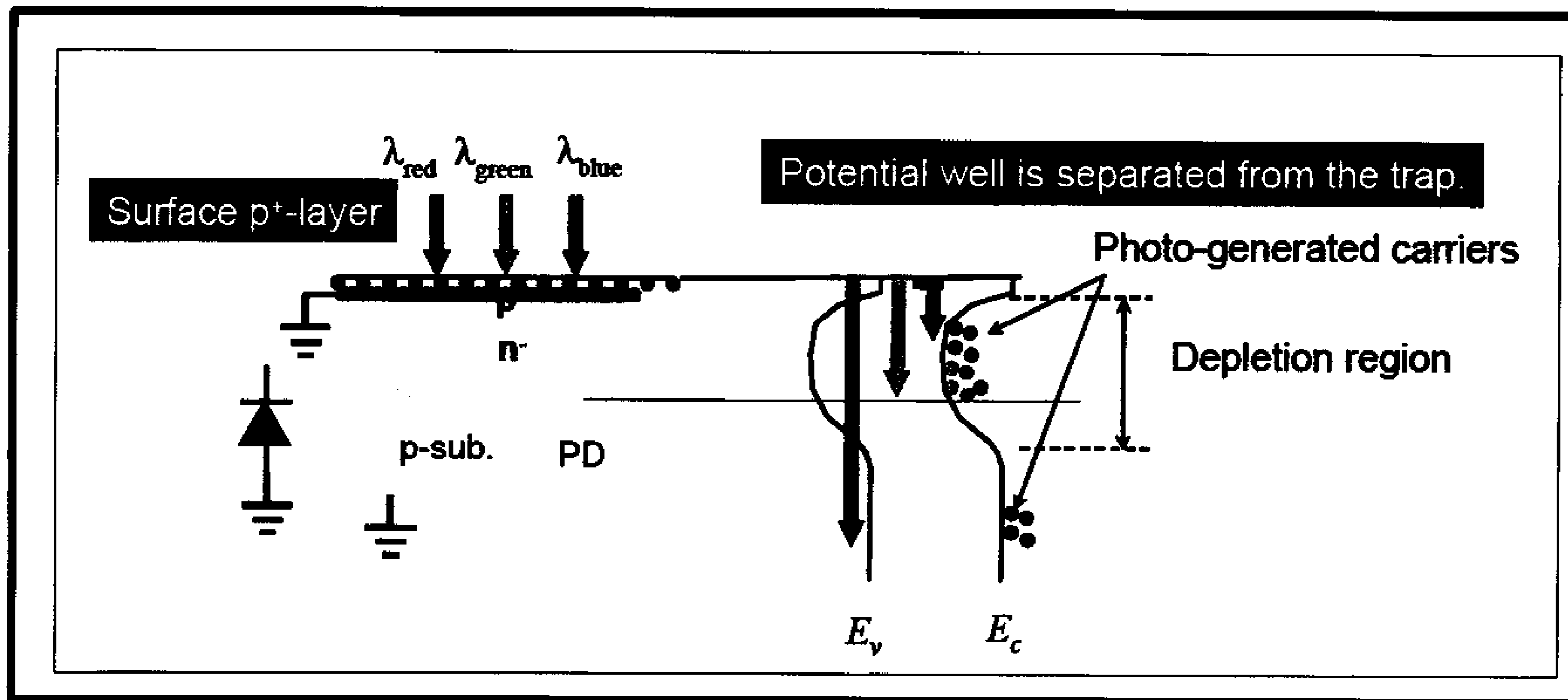


Σχήμα 3.17: Συμπεριφορά των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων στην PD.

Τελικά, τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα των μικρών μηκών κύματος, απορροφώνται γρήγορα από την περιοχή συσσώρευσης εξαιτίας του ευμετάβλητου δυναμικού της επιφάνειας και έτσι συνεισφέρει στην ενίσχυση του σήματος. Η δομή του PPD έχει δύο επιπλέον λειτουργίες. Πρώτα, η PPD έχει πολύ λιγότερο ρεύμα σκότους απ' ό,τι οι συμβατικοί PD, επειδή το στρώμα p^+ στην επιφάνεια επικαλύπτει τις «παγίδες», οι οποίες είναι και ο κύριος λόγος δημιουργίας ρεύματος σκότους. Δεύτερον, το μεγάλο δυναμικό δημιουργεί μια συσσώρευση στην περιοχή εξάντλησεως, η οποία είναι σημαντική για τους 4T – Tt τύπους ενεργών εικονοστοιχείων (Active Pixel Sensors), όπως θα αναφέρουμε στην ενότητα 3.5.3. Για να πετύχουμε πλήρη εξάντληση δεν απαιτείται μόνο ένα λεπτό στρώμα p^+ αλλά και εξελιγμένη σχεδίαση και «άριστη» κατασκευαστική δομή. Πρόσφατα, PPDs έχουν χρησιμοποιηθεί στους CMOS αισθητήρες εικόνας για την επίτευξη μεγαλύτερης ευαισθησίας.



Σχήμα 3.18: : Συμπεριφορά των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων στην PD με επιφανειακές «παγίδες».



Σχήμα 3.19: Συμπεριφορά των φωτοπαραγόμενων ρευμάτων στην επιφάνεια του p⁺ υποστρώματος του PD ή της «καρφιτσωμένης φωτοδιόδου» (Pinned Photodiode – PPD).

2.5 Βασική δομή των εικονοστοιχείων (pixels)

Σε αυτήν την ενότητα, θα περιγράψουμε με περισσότερες λεπτομέρειες τις βασικές δομές των εικονοστοιχείων (pixels). Ιστορικά, οι παθητικοί αισθητήρες (Passive Pixel Sensors – PPS) αναπτύχθηκαν πρώτοι, ενώ οι ενεργοί αισθητήρες (Active Pixel Sensors – APS) αναπτύχθηκαν αργότερα με σκοπό την βελτίωση της ποιότητας της εικόνας. Οι APS διαθέτουν τρία τρανζίστορ (ή κρυσταλλολυχνίες) σ' ένα pixel, ενώ το PPS έχει μόνο ένα (τρανζίστορ ή κρυσταλλολυχνία). Για την επίτευξη ακόμα μεγαλύτερης ποιότητας, κατασκευάστηκαν APS με τέσσερα τρανζίστορ σε κάθε pixel, τα οποία και ονομάζονται 4T – APS. Τώρα έχουν αναπτυχθεί και οι 4 – Tr APS, οι οποίοι έχουν ακόμα καλύτερη ποιότητα εικόνας, αλλά με μια αρκετά πολύπλοκη διαδικασία κατασκευής.

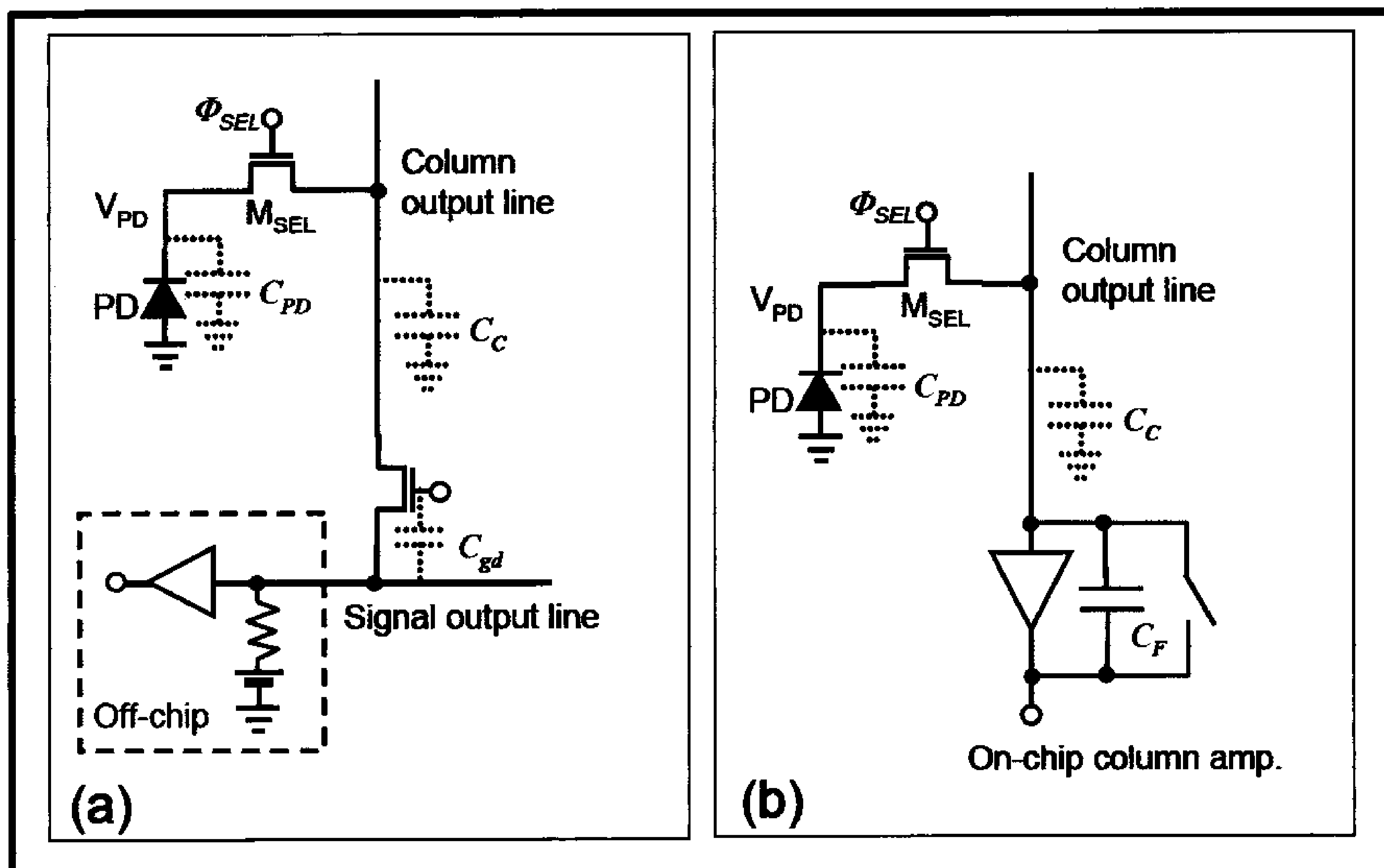
2.5.1 Παθητικοί αισθητήρες (Passive Pixel Sensor – PPS)

Ο πρώτος διαθέσιμος, εμπορικά, αισθητήρας MOS ήταν ένας PPS [65, 66], αλλά εξαιτίας του SNR, η εξέλιξή του καθυστερείται. Η δομή ενός PPS είναι αρκετά απλή. Ένα pixel αποτελείται από έναν PD και ένα τρανζίστορ που λειτουργεί σαν διακόπτης, όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.20 (a). Η λειτουργία είναι αρκετά όμοια με αυτή της δυναμικής μνήμης τυχαίας προσπέλασης (Dynamic Random Access Memory – DRAM).

Εξαιτίας αυτής της απλής δομής, οι PPS έχουν ένα ευρύ πεδίο εφαρμογών (Fill Factor – FF). Αν και το πεδίο εφαρμογών είναι μεγάλο, το σήμα εξόδου των PPS μειώνεται εύκολα. Ο θόρυβος μετατροπής είναι ένα βασικό πρόβλημα. Στο πρώτο στάδιο ανάπτυξης των PPS, το συσσωρευμένο φορτίο του σήματος αναγνωριζόταν ως ρεύμα διέλευσης από την οριζόντια γραμμή εξόδου και μετά μετατρέποταν σε τάση στην αντίσταση [65, 66] ή σε ενίσχυση διεμπέδησης [67]. Αυτό το σύστημα έχει τα ακόλουθα μειονεκτήματα:

- **Μεγάλη κηλίδα (Large Smear):** Η κηλίδα είναι ένα σήμα «φάντασμα» που εμφανίζεται σε κάθετες λωρίδες χωρίς την ύπαρξη πραγματικού σήματος. Ένας CCD μπορεί να μειώσει την εμφάνιση της κηλίδας αυτής. Σ' έναν PPS, η κηλίδα μπορεί να εμφανιστεί όταν τα φορτία από τα σήματα μεταφέρονται στις στήλες των σημάτων. Η μεγάλη αυτή περίοδος (1H διαρκεί περίπου 64μsec) προκαλεί τις κηλίδες.
- **Μεγάλος k_BTC θόρυβος (Large k_BTC Noise):** Ο k_BTC θόρυβος είναι θόρυβος που δημιουργείται λόγω της θερμότητας, όπως θα δούμε πιο αναλυτικά στην ενότητα 3.9.1.2. Πιο συγκεκριμένα, όπου C είναι η δειγματοληπτική χωρητικότητα. Ένας PPS έχει μεγάλη δειγματοληπτική χωρητικότητα (C_C) στην στήλη του σήματος και επομένως ο μεγάλος θόρυβος είναι αναπόφευκτος.
- **Υψηλό FPN (Large Column FPN):** Καθώς η χωρητικότητα της εξωτερικής γραμμής (C_C) είναι μεγάλη, ένας μετατροπέας (switching transistor) είναι απαραίτητος για τη σωστή καθοδήγηση της μεγάλης χωρητικότητας. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την «υπερχείλιση» της πύλης C_{gd} , όπως φαίνεται στην εικόνα 3.20 (a), το οποίο δημιουργεί μεγάλο θόρυβο μετατροπής.

Για την αντιμετώπιση αυτών των προβλημάτων, αναπτύχθηκε η μέθοδος των εγκάρσιων γραμμών σημάτων (Transversal Signal Line – TSL) [68]. Στην εικόνα 3.21 φαίνεται το σκεπτικό της TSL. Πιο συγκεκριμένα, στην δομή της TSL, σε κάθε στήλη αντιστοιχεί μια κρυσταλλολυχνία, η οποία χρησιμοποιείται από κάθε pixel. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.21 (b), τα φορτία του σήματος είναι πολύ μικρότερα στην κάθετη περίοδο απ' ό,τι στην οριζόντια. Αυτό μειώνει αρκετά την εμφάνιση των κηλίδων. Επιπροσθέτως το τρανζίστορ M_{CSEL} απαιτεί έναν πυκνωτή μικρής δειγματοληψίας C_{PD} , απ' ό,τι έναν μεγάλο πυκνωτή C_C που χρειάζονται οι PPS. Έτσι, επιτυγχάνεται η μείωση του k_BTC θορύβου. Τέλος, το μέγεθος της πύλης M_{CSEL} μπορεί να μειωθεί, έτσι ώστε και ο θόρυβος που δημιουργείται από τον μετατροπέα να είναι ελάχιστο. Η ίδια δομή με το TSL εφαρμόζεται και στον 3T – APS, με σκοπό να μειώσουμε το FPN [69].



Σχήμα 3.20: Βασικό κύκλωμα pixel ενός PPD με δύο συστήματα ανάγνωσης. C_{PD} είναι η διεπαφή της χωρητικότητας στο PD και C_H . Στο κύκλωμα (a), ένας off-chip ενισχυτής χρησιμοποιείται για να μετατρέψει το σήμα φορτίου σε ένα σήμα τάσης, ενώ στο κύκλωμα (b), οι on-chip ενισχυτές φορτίου έχουν ενσωματωθεί στην στήλη έτσι ώστε το φορτίο του σήματος να μπορεί να διαβαστεί έξω.

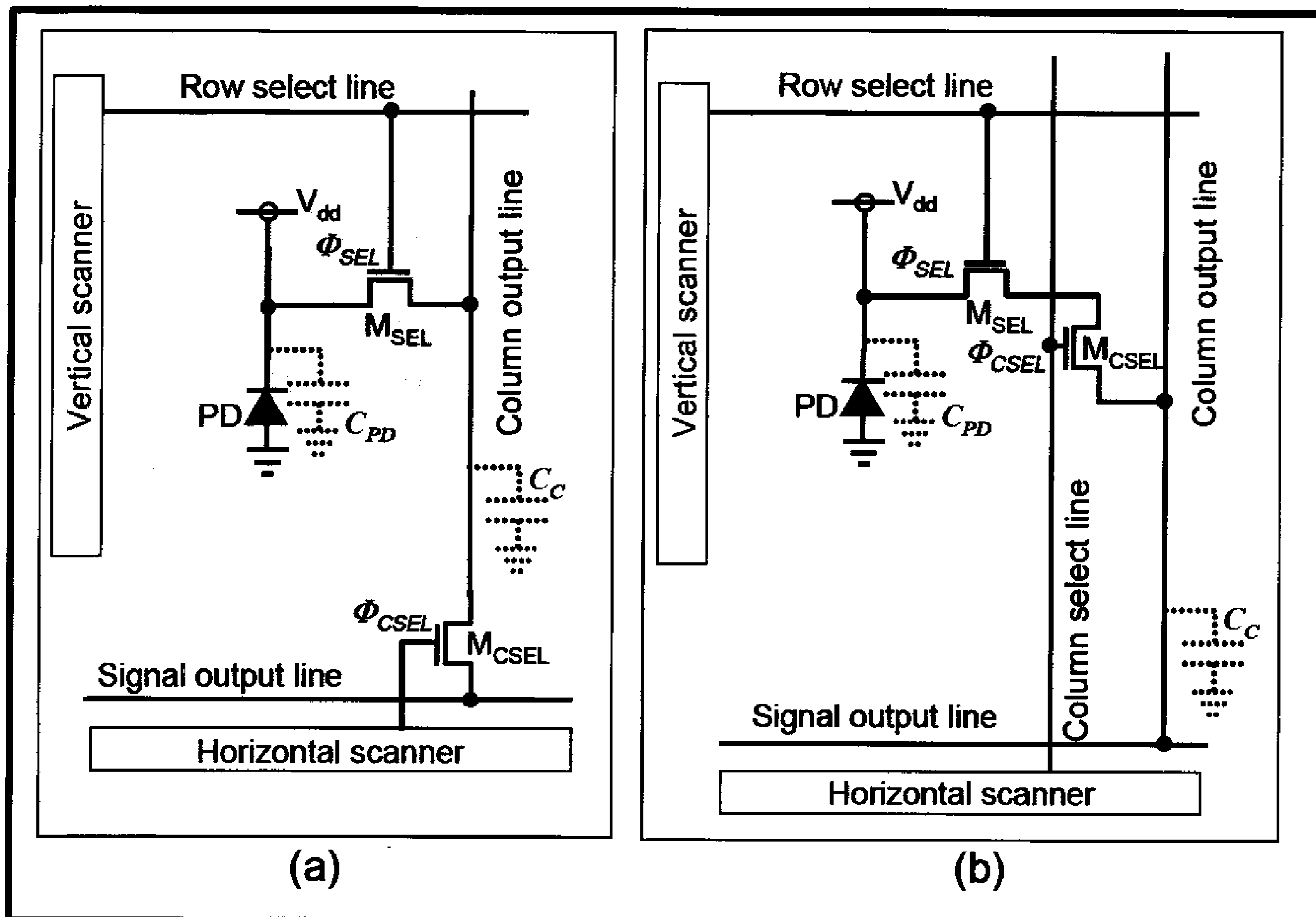
Επιπροσθέτως, τοποθετείται ένας ενισχυτής ισχύος πάνω στον MOS ανιχνευτή, αντί για μια αντίσταση [72]. Αυτή η διαμόρφωση βέβαια είναι αποτελεσματική για μικρό αριθμό pixels.

Επί του παρόντος, ένας ενισχυτής ισχύος τοποθετείται σε κάθε στήλη, η οποία εξάγει σήματα και τα μετατρέπει σε τάση, όπως μπορούμε να δούμε και στην εικόνα 3.10 (b). Αν και αυτή η διαμόρφωση αυξάνει την απόδοση, είναι δύσκολο να ανιχνεύσει χαμηλά σήματα εξαιτίας της μεγάλης χωρικής ικανότητας της οριζόντιας γραμμής εξόδου ή της εξωτερικής στήλης C_C . Η τάση στην στήλη αυτή V_{out} δίνεται από τον τύπο:

$$V_{out} = Q_{PD} \frac{C_C}{C_{PD} + C_C} \cdot \frac{1}{C_F} \quad (3.40)$$

όπου Q_{PD} είναι το φορτίο του σήματος που συσσωρεύεται στον PD και C_{PD} είναι η χωρητικότητα του PD.

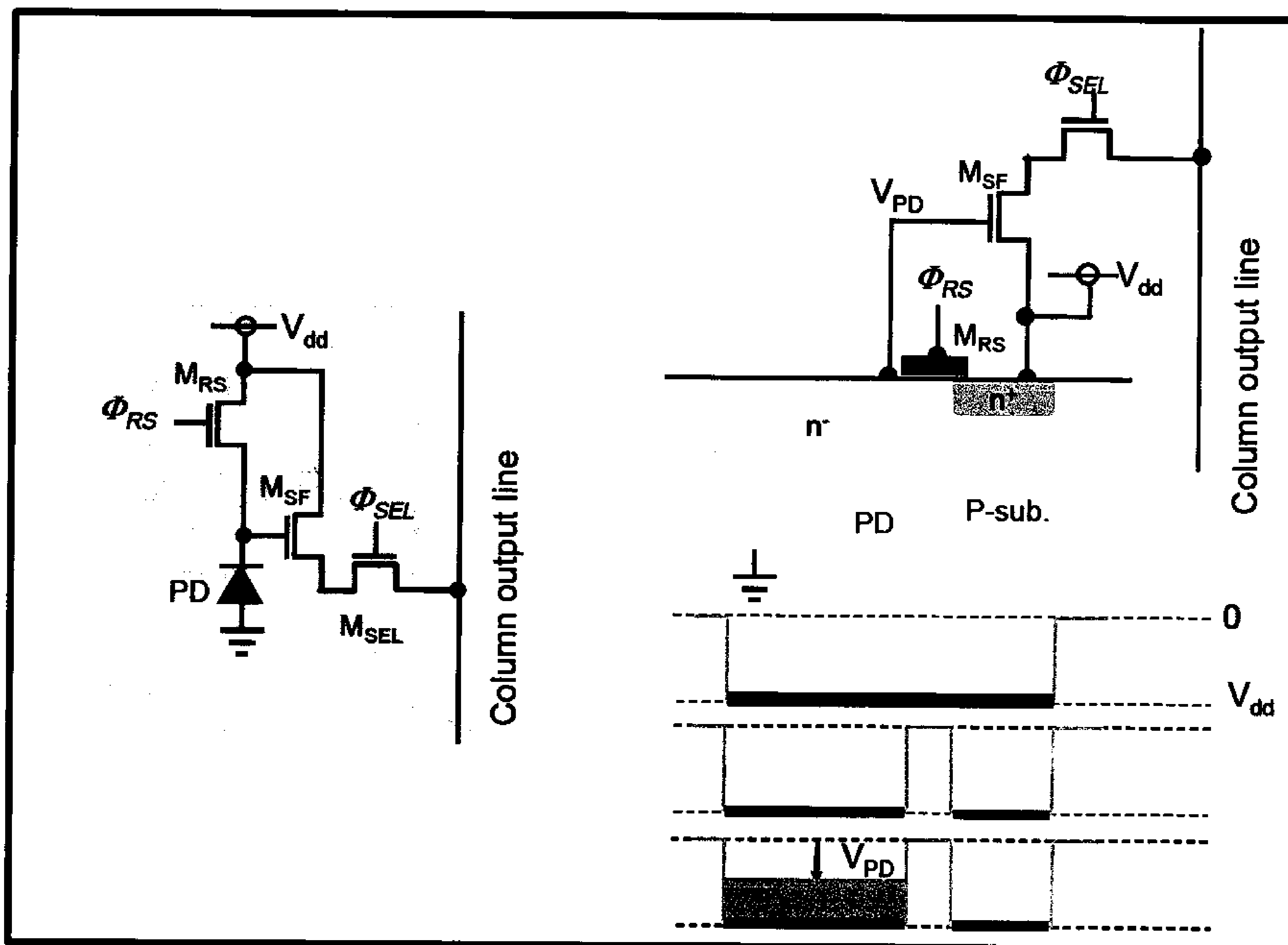
Ο ενισχυτής ισχύος απαιτείται για να μετατρέπει μικρά φορτία. Τα σημερινά CMOS μπορούν να ενσωματώσουν ενισχυτές σε κάθε στήλη και έτσι το SNR τους μπορεί να βελτιωθεί [71]. Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι η διάταξη αυτή απαιτεί αρκετή ενέργεια.



Σχήμα 3.21: Βελτιώσεις στους PPD. (a) Συμβατικοί PPD, (b) TSL – PPD [68].

2.5.2 Ενεργοί αισθητήρες (Active Pixel Sensor, 3T – APS)

Οι APS ονομάστηκαν έτσι λόγω του ενεργού στοιχείου που ενισχύει το σήμα σε κάθε pixel, όπως φαίνεται στην εικόνα 3.22. Αυτή η διαμόρφωση των pixel, ονομάζεται 3T – APS. Ένα επιπρόσθετο τρανζίστορ M_{SF} , δρα σαν δεύτερη πηγή και έτσι η τάση εξόδου είναι αντίστοιχη της τάσης του PD. Το σήμα μεταφέρεται στην οριζόντια γραμμή εξόδου, στο M_{SEL} τρανζίστορ. Η τεχνολογία APS βελτιώνει την ποιότητα της εικόνας των PPS. Ενώ οι PPS μεταφέρουν άμεσα το συσσωρευμένο σήμα έξω από το pixel, οι APS μετατρέπουν το συσσωρευμένο σήμα σε μια πιθανή πύλη. Σε αυτή την διαμόρφωση, το κέρδος της τάσης είναι λιγότερο από την μονάδα, ενώ το κέρδος του φορτίου καθορίζεται από την αναλογία της συσσώρευσης στο C_{PD} προς το δείγμα C_{SH} .



Σχήμα 3.22: Βασικό κύκλωμα pixel σ' ένα 3T – APS

Ο τρόπος λειτουργίας μιας APS είναι ο ακόλουθος. Πρώτα, γίνεται μια επαναφορά στο τρανζίστορ M_{RS} . Έπειτα, ο PD επανατοποθετείται στο $V_{dd} - V_{th}$, όπου V_{th} είναι το κατώφλι της τάσης του M_{RS} τρανζίστορ (βλέπε εικόνα 3.22(c)). Όταν κλείνουμε τον M_{RS} , τότε ο PD φτάνει στον κόρο (βλέπε εικόνα 3.22(d)). Όταν προσπίπτει φως, τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα συσσωρεύονται στην διεπαφή του PD με τον πυκνωτή C_{PD} (εικόνα 3.22). Το συσσωρευμένο φορτίο αλλάζει δυνητικά στον PD. Η τάση στον PD μειώνεται σύμφωνα με την ένταση του προσπίπτον φωτός, όπως περιγράψαμε στην ενότητα 3.4.1. Μετά από κάποιο χρόνο συσώρευσης, για παράδειγμα για 35 msec, το M_{SEL} τρανζίστορ ενεργοποιείται και το σήμα εξόδου του pixel διαβάζεται στην κάθετη γραμμή εξόδου. Όταν η διαδικασία αυτή τελειώσει, το M_{SEL} κλείνει και το M_{RS} ενεργοποιείται ξανά για να ακολουθήσει ξανά τον ίδιο κύκλο.

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι το συσσωρευμένο σήμα δεν καταστρέφεται, το οποίο σημαίνει ότι μπορεί να επεξεργαστεί περισσότερες από μια φορές. Αυτό είναι ένα χαρακτηριστικό αρκετά χρήσιμο για τους έξυπνους CMOS ανιχνευτές εικόνας.

2.5.2.1 Προβλήματα

Παρότι οι APS υπερσταθμίζουν τα μειονεκτήματα των PPS, κυρίως το χαμηλό SNR, υπάρχουν ωστόσο αρκετά ζητήματα που αφορούν τους APS. Μερικά από αυτά είναι:

- Είναι δύσκολο να καταστείλουν το k_BTC θόρυβο,
- Η περιοχή φωτοανίχνευσης, που είναι ο ίδιος ο PD, δρα ταυτόχρονα ως φωτομετατροπέας. Αυτό περιορίζει την σχεδίαση του PD.

Εδώ θα πρέπει να αποσαφηνίσουμε τους όρους της παραγωγικής ικανότητας και του κέρδους μετατροπής. Η πλήρης χωρική ικανότητα είναι ο αριθμός των φορτίων που μπορούν να συσσωρευτούν στον PD. Όσο μεγαλύτερη η χωρική ικανότητα, τόσο πιο ευρύ είναι το δυναμικό εύρος (Dynamic Range – DR), το οποίο καθορίζεται από την αναλογία του μέγιστου σήματος εξόδου V_{max} προς το ανιχνεύσιμο σήμα V_{min} :

$$DR = 20 \log_{10} \frac{V_{max}}{V_{min}} [dB] \quad (3.41)$$

Το κέρδος μετατροπής ορίζεται ως η μεταβολή της τάσης όταν ένα φορτίο (ηλεκτρόνιο ή οπές) συσσωρεύεται στον PD. Το κέρδος μετατροπής είναι ίσο με το $1/C_{PD}$.

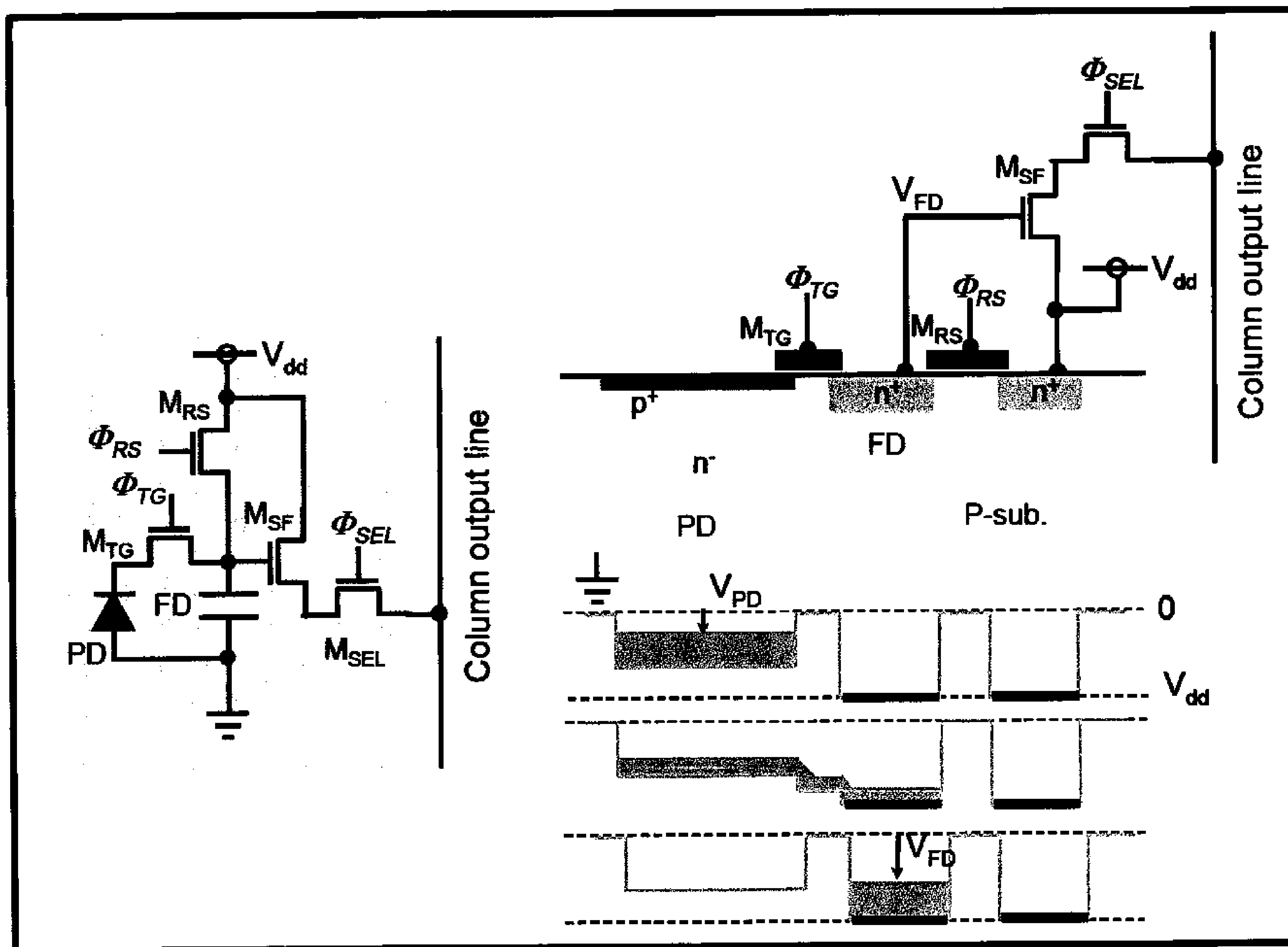
Η πλήρης χωρική ικανότητα αυξάνεται καθώς η διεπαφή του PD και του πυκνωτή C_{PD} αυξάνεται παράλληλα με το κέρδος. Το μέτρο της αύξησης της τάσης του PD είναι σύμφωνο με την ποσότητα του συσσωρευμένου φορτίου στο C_{PD} . Αυτό υπονοεί ότι η πλήρης χωρική ικανότητα και το κέρδος μετατροπής έχουν άμεση σχέση στους 3T – APS. Οι 4T – APS δεν έχουν αυτό το πρόβλημα καθώς αποσβήνουν τον k_BTC θόρυβο.

2.6 Ενεργοί αισθητήρες (Active pixel sensor, 4T – APS)

Στους 4T – APS, οι φωτοανιχνευτές και οι φωτομετατροπείς περιοχές διαχωρίζονται. Έτσι, το συσσωρευμένο φωτοπαραγόμενο ρεύμα μεταφέρεται σε μια κορεσμένη διάχυση (Floating Diffusion – FD), όπου τα ρεύματα μετατρέπονται σε τάση. Στην άλλη διάταξη προστίθενται ένα τρανζίστορ για να γίνει η συσσώρευση στο FD από τον PD. Αυτό αυξάνει τον συνολικό αριθμό των τρανζίστορ σε κάθε pixel, σε τέσσερις, γι' αυτό και η ονομασία 4T – APS. Στην εικόνα 3.23 φαίνεται η δομή των ανιχνευτών αυτών.

Η διαδικασία λειτουργίας τους είναι η εξής. Πρώτα, το σήμα συσσωρεύεται στον PD. Θεωρούμε ότι στην αρχική φάση δεν υπάρχει συσσωρευμένο φορτίο στον PD. Λίγο πριν την μεταφορά του σήματος συσσώρευσης, ο FD επανατοποθετείται μηδενίζοντας το M_{RS} τρανζίστορ. Η τιμή της εξόδου μετά την επαναφορά σχετίζεται με την διπλή δειγματοληψία (Correlated Double Sampling – CDS) στο ενεργοποιημένο M_{SEL} τρανζίστορ. Αφού τελειώσει η έξοδος του σήματος, το συσσωρευμένο φορτίο στον PD μεταφέρεται στο FD, ενεργοποιώντας την πύλη M_{TG} του τρανζίστορ στο FD. Ακολουθώντας την διαδικασία αυτή ξανά το φορτίο καθώς και το φορτίο επαναφοράς οδηγούνται στην έξοδο. Αυτός ο χρόνος είναι απαραίτητος για την λειτουργία των CDS και μπορεί να γίνει πιο εύκολα αντιληπτός ξεχωρίζοντας την περιοχή συσσώρευσης του φορτίου (στον PD) και την περιοχή εξόδου (στον FD). Αυτή η χρονική διαφορά είναι που εξαλείφει τον k_BTC θόρυβο και που δεν μπορεί να επιτευχθεί από τους 3T – APS. Με αυτή την λειτουργία οι CDS, οι 4T – APS έχουν χαμηλό λειτουργικό θόρυβο και γι' αυτό η λειτουργική αποδοτικότητά τους είναι συγκρίσιμη με τους CCDs. Θα πρέπει να αναφέρουμε ότι στους 4T – APS ο PD πρέπει να αποφορτίζεται πλήρως κατά την διάρκεια της

εξαγωγής του σήματος. Γι' αυτό τον λόγο χρησιμοποιούμε ένα PPD. Ένα προσεκτικά σχεδιασμένο δυναμικό προφίλ μπορεί να επιτύχει μια πλήρης μεταφορά των συσσωρευμένων φορτίων στο PD δια μέσου της πύλης μεταφοράς.



Σχήμα 3.23: Βασικό κύκλωμα pixel σ' ένα 4T – APS.

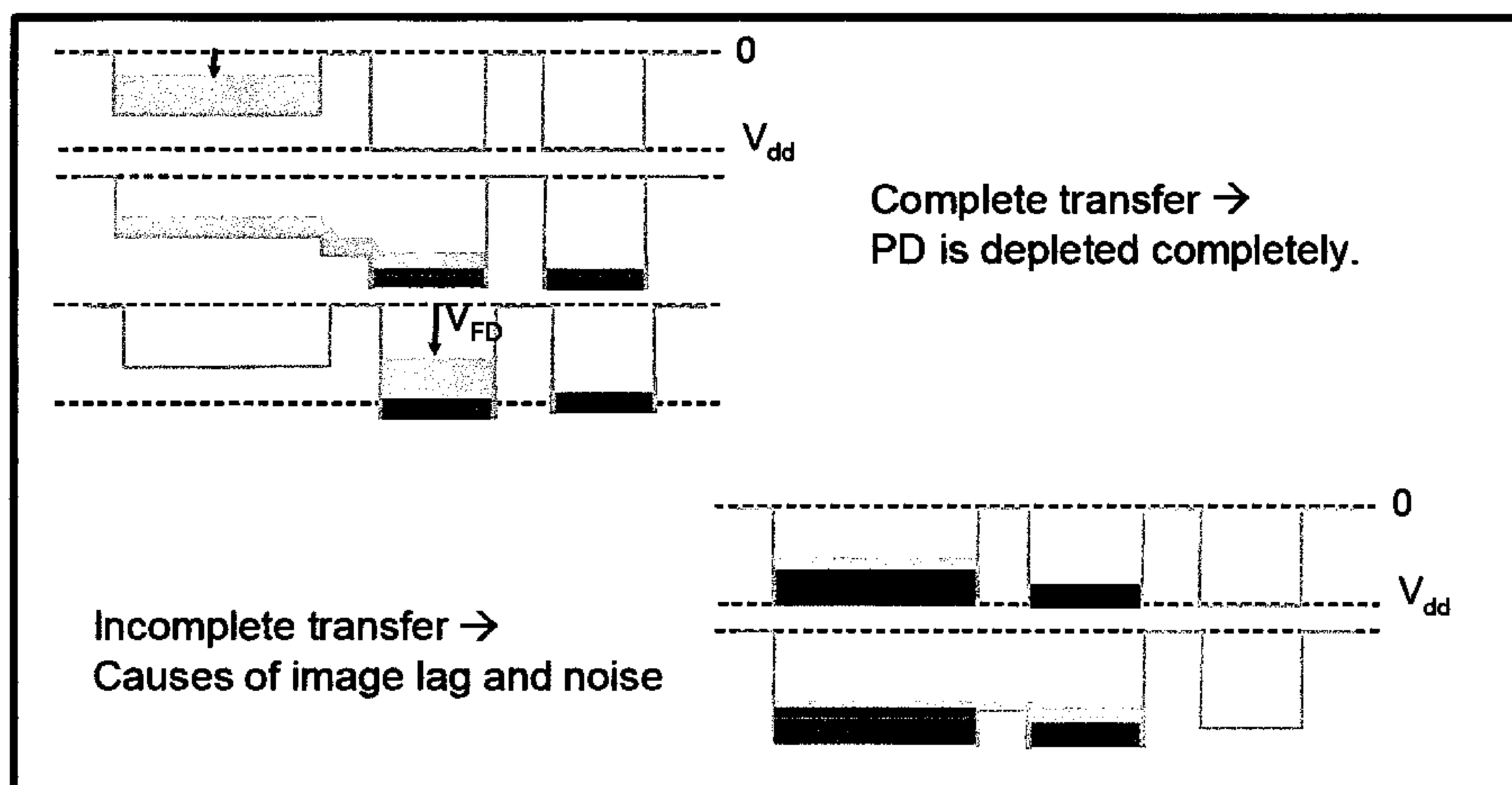
2.6.1 Προβλήματα

Παρόλο που οι 4T – APS είναι καλύτεροι από τους 3T – APS, στο χαμηλό επίπεδο θορύβου, υπάρχουν και ορισμένα προβλήματα στους 4T – APS, όπως:

- Ο επιπρόσθετος τρανζίστορ μειώνει την FF σε σχέση με τους 3T – APS.
- Η καθυστέρηση της εικόνας, όταν η συσσώρευση του σήματος, έχει μεταφερθεί πλήρως στο FD.
- Είναι δύσκολο να καθιερωθούν, κάποιες διαδικαστικές παράμετροι για τους PPD, για την πύλη μεταφοράς, του FD. Το τρανζίστορ επαναφοράς καθώς και για άλλες μονάδες, ώστε να έχουμε χαμηλό θόρυβο και μικρή υστέρηση εικόνας.

Στην εικόνα 3.24 φαίνεται ένα ημιτελές σήμα μεταφοράς σ' ένα T – APS. Στην εικόνα 3.24 (a), το σήμα έχει μεταφερθεί πλήρως στο FD, ενώ στην εικόνα 3.24 (b) κά-

ποιο υπολειπόμενο σήμα έχει παραμείνει στον PD, προκαλώντας την καθυστέρηση στην εικόνα. Για την αποφυγή του προβλήματος αυτού χρησιμοποιούμε δυναμικά προφίλ [73, 74].



Σχήμα 3.24: Ημιτελής μεταφορά σήματος σ' έναν 4T – APS.

2.7 Αισθητήρες περιφερειακών

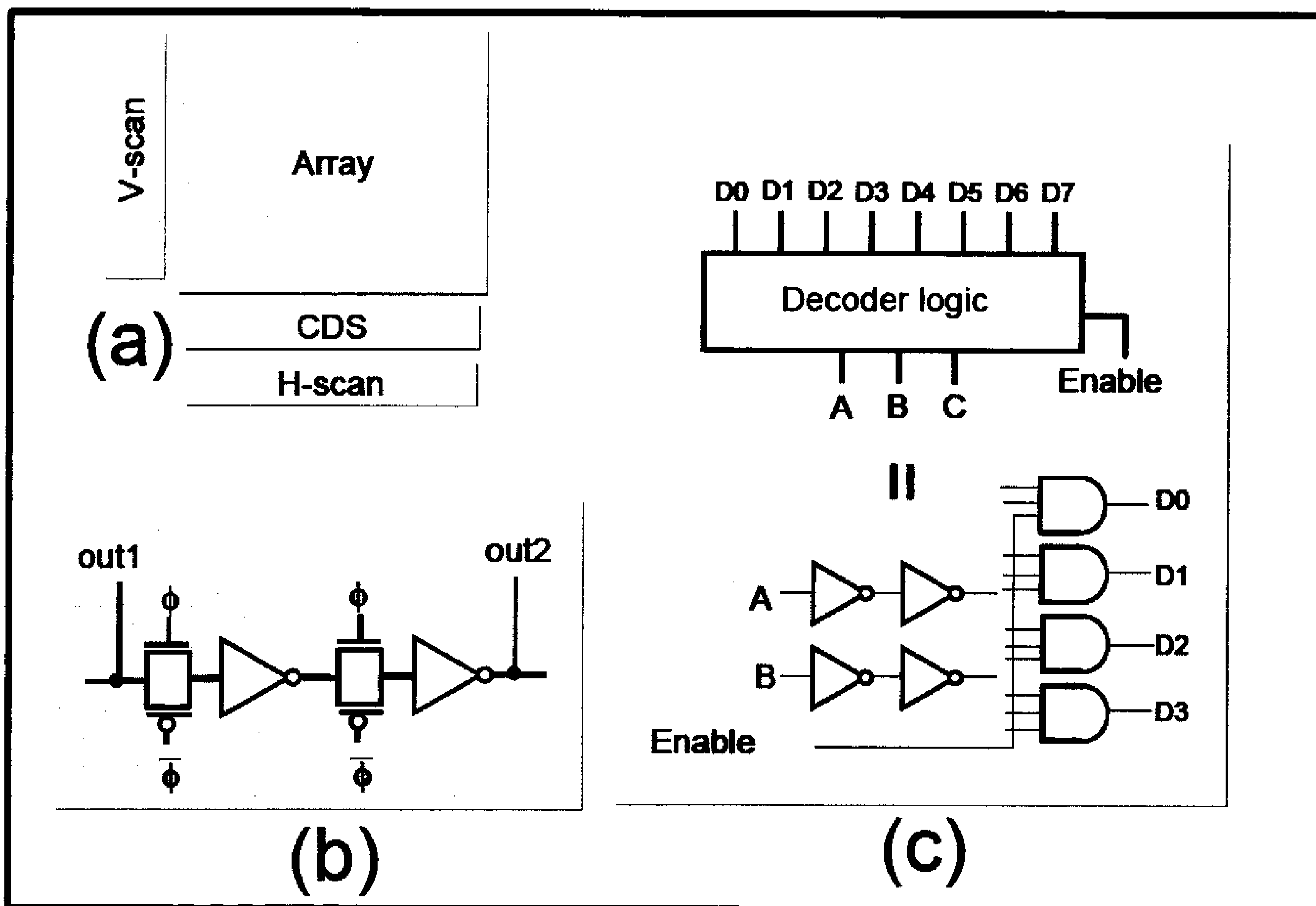
2.7.1 Διευθυνσιοδότηση

Στους ανιχνευτές εικόνας CMOS, για την διευθυνσιοδότηση κάθε pixel, χρησιμοποιείται ένας σαρωτής (scanner) ή ένας αποκωδικοποιητής. Ένας scanner αποτελείται από μια συστοιχία μανδάλων ή μια συστοιχία καταχωρητών για να μεταφέρουν δεδομένα σύμφωνα με ένα σήμα ρολογιού. Όταν χρησιμοποιούμε scanners με οριζόντια και κάθετη πρόσβαση, τα pixels διευθυνσιοδοτούντε σε συνέχεια. Για την πρόσβαση σε ένα τυχαίο pixel, χρησιμοποιείται κωδικοποιητής, ο οποίος είναι ένας συνδυασμός λογικών πυλών.

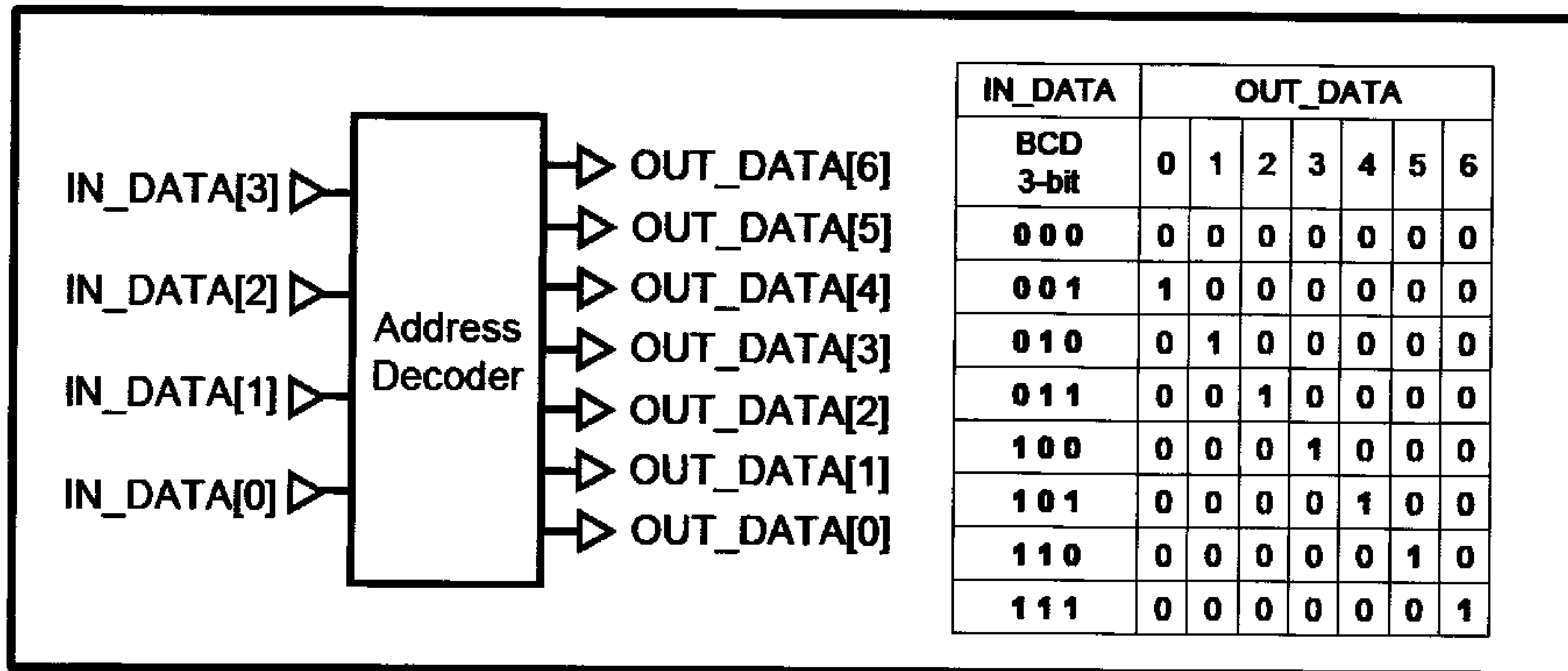
Ένας τυχαίος κωδικοποιητής μετατρέπει N δεδομένα εισόδου σε 2^N δεδομένα εξόδου χρησιμοποιώντας εξατομικευμένα τυχαία λογικά κυκλώματα. Στην εικόνα 3.25 φαίνεται ένας τυπικός scanner και ένας κωδικοποιητής. Η εικόνα 3.26 παρουσιάζει ένα παράδειγμα κωδικοποιητή, ο οποίος κωδικοποιεί 3-bit δεδομένα εισόδου σε 6-bit δεδομένα εξόδου.

- **Τυχαία πρόσβαση (Random Access):** Ένα πλεονέκτημα των έξυπνων ανιχνευτών εικόνας CMOS είναι η ικανότητα της τυχαίας πρόσβασης, όπου ένα τυχαίο pixel μπορεί να διευθυνσιοδοτηθεί ανά πάσα στιγμή. Η τυπική μέθοδος εφαρμο-

γής της τυχαίας πρόσβασης είναι η προσθήκη ενός τρανζίστορ σε κάθε pixel, έτσι ώστε σε κάθε pixel να μπορεί να ελεγχθεί από μια στήλη διακοπών, όπως φαίνεται στην εικόνα 3.27. Η κωδικοποίηση των γραμμών και των στηλών είναι απαραίτητη σε αντίθεση με τους scanners. Έχουν σημειωθεί ανωμαλίες όταν τα επιπλέον τρανζίστορ προστίθενται στη σειρά μαζί με υπόλοιπα τρανζίστορ, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.28 [75]. Σε αυτή την περίπτωση, εάν το M_{RRS} είναι ανοικτό, το συσσωρευμένο ρεύμα στον PD διαμοιράζεται μεταξύ του πυκνωτή του PD, C_{PD} και του πυκνωτή παρασίτων C_{diff} , ο οποίος μειώνει την ισχύ του σήματος.

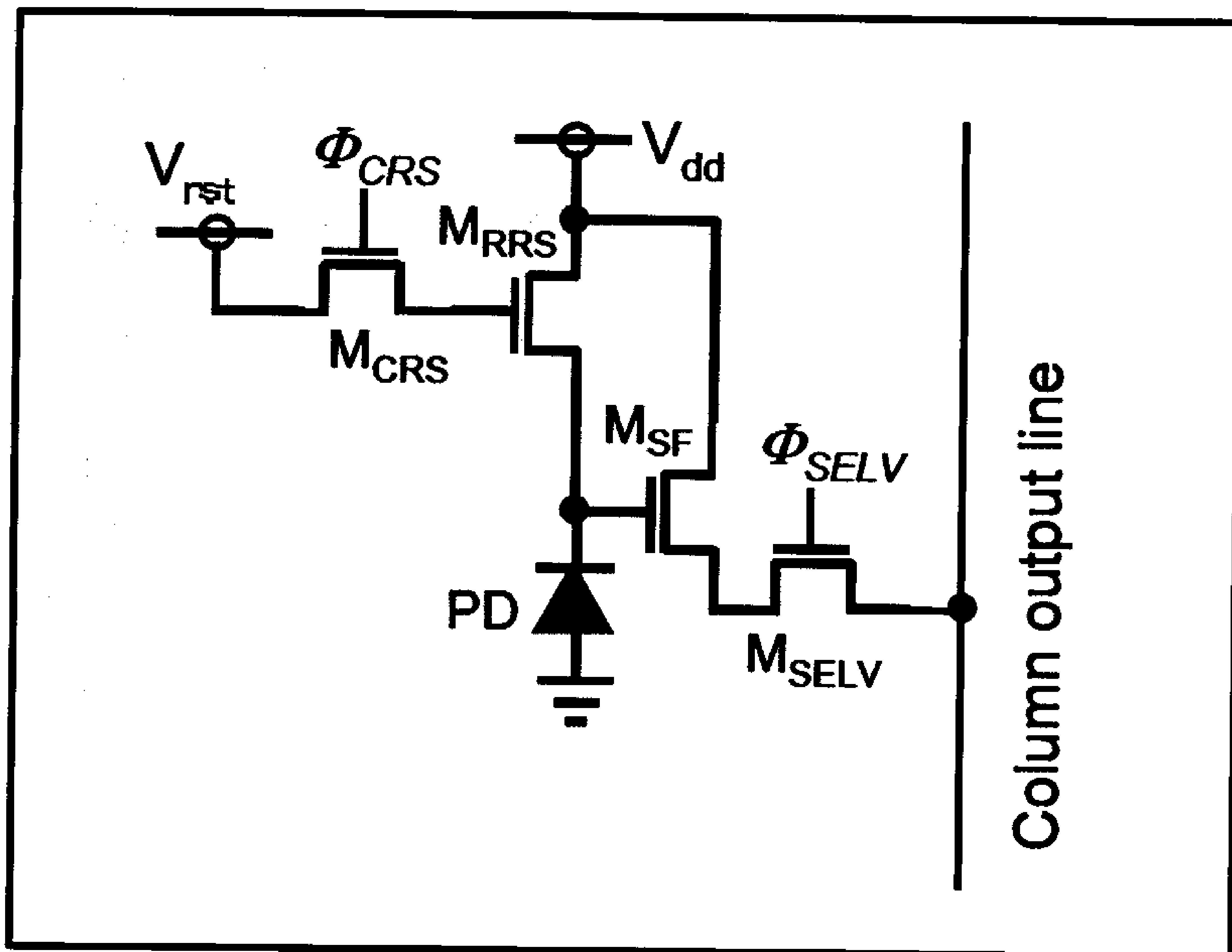


Σχήμα 3.25: Μέθοδος διευθυνσιοδότησης των ανιχνευτών εικόνας CMOS: (a) Αρχιτεκτονική αισθητήρα, (b) σαρωτής (scanner), (c) αποκωδικοποιητής.

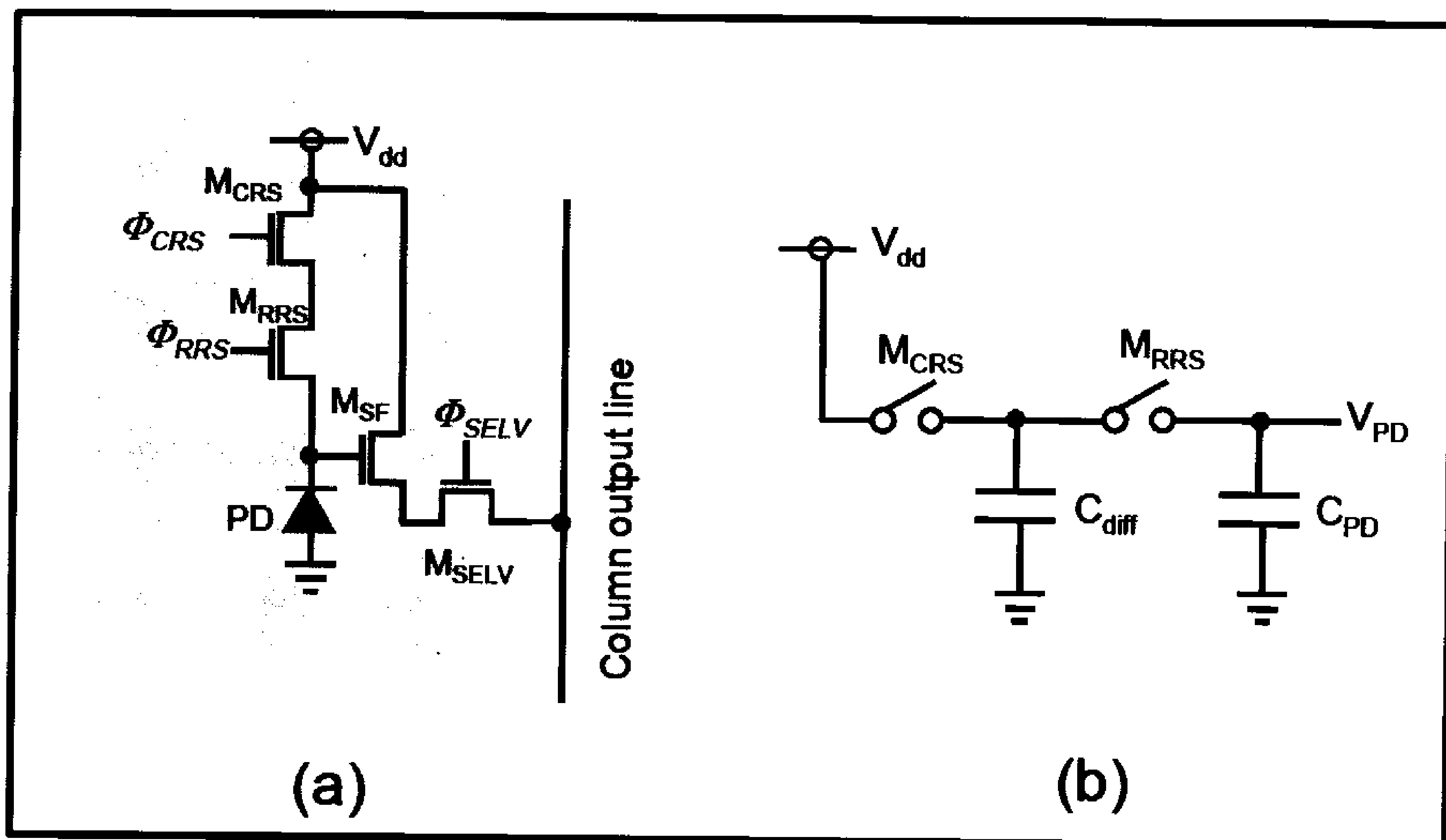


Σχήμα 3.26: Παράδειγμα αποκωδικοποιητής.

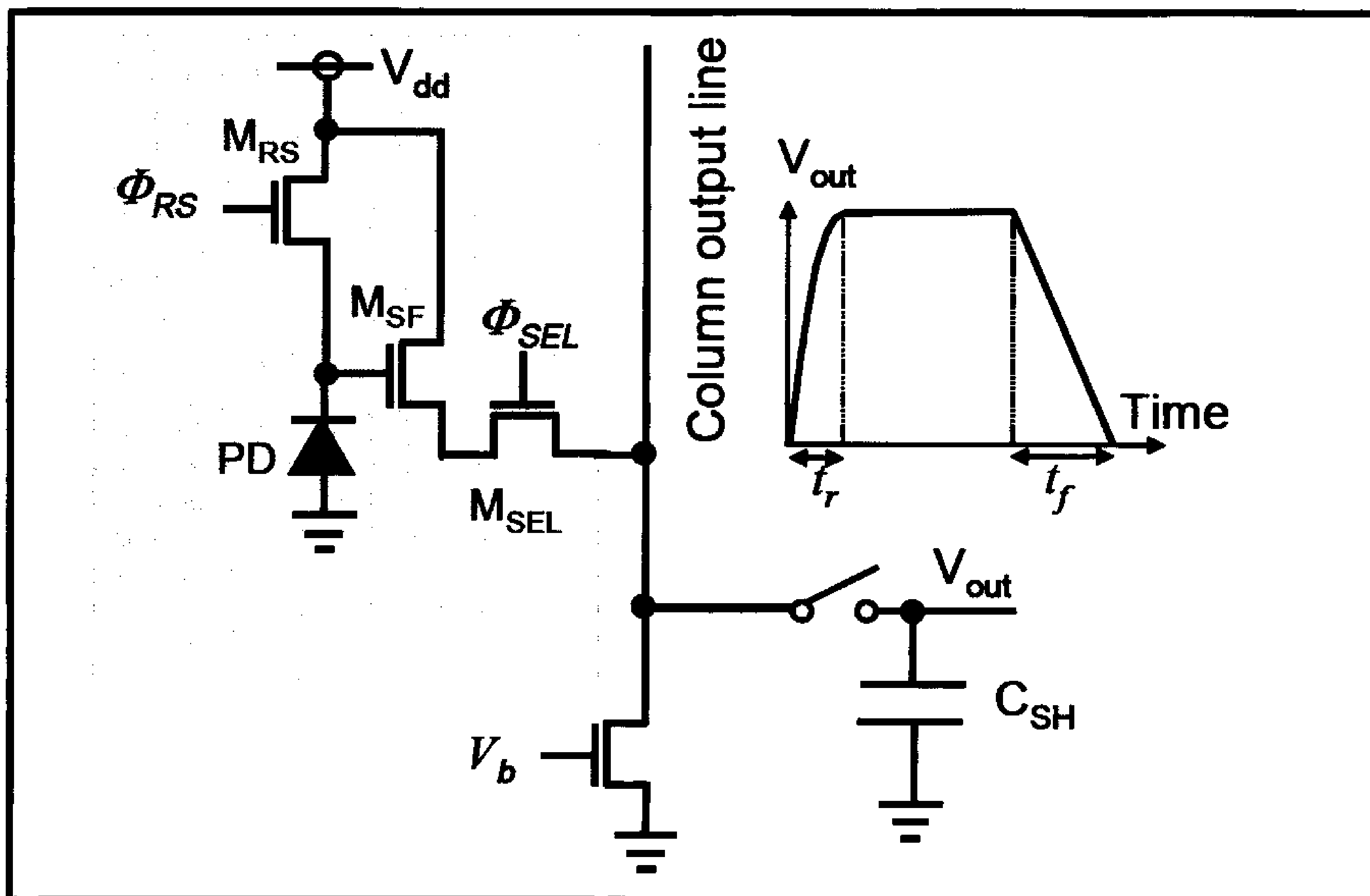
- **Πολλαπλή Ανάλυση (Multiresolution):** Η πολλαπλή ανάλυση είναι μια άλλη τεχνική διευθυνσιοδότησης για τους CMOS ανιχνευτές εικόνας [76, 77]. Η πολλαπλή ανάλυση είναι μια μέθοδος για την μεταβολή της ανάλυσης σ' έναν ανιχνευτή. Για παράδειγμα σε μια Διάταξη Γραφικών Απεικόνισης (Video Graphic Array – VGA) 640 pixel x 480 pixel, η ανάλυση μπορεί να αλλάξει στο 1/4, δηλαδή 320 pixel x 240 pixel, στο 1/8 160 pixel x 120 pixel, και ούτο κάθε εξής. Για τον γρήγορο εντοπισμό ενός αντικειμένου μια μη ποιοτική ανάλυση είναι αποτελεσματική καθώς το φορτίο επεξεργασίας της «μεταεικόνας» είναι χαμηλό. Αυτό είναι χρήσιμο στην ανύχνευση στόχων, στην ρομποτική, κ.α.



Σχήμα 3.27: Δομή pixel από τυχαία πρόσβαση.



Σχήμα 3.28: (a) Δομή pixel από τυχαία πρόσβαση από διαφορετικό τύπο από αυτόν της εικόνας 3.27, (b) Ισοδύναμο κύκλωμα.



Σχήμα 3.29: Το κύκλωμα ανάγνωσης χρησιμοποιώντας μια ακόλουθη πηγή.

2.8 Ανάγνωση κυκλωμάτων

2.8.1 Ακολουθία πηγών

Η τάση σε έναν PD διαβάζεται από μια ακολουθία πηγών (Source Follower – SF). Όπως φαίνεται στην εικόνα 2.29, ένα τρανζίστορ ακολουθίας M_{SF} τοποθετείται σ' ένα pixel και ένα ρεύμα φορτώνεται M_b σε κάθε στήλη. Ένα ειδικά επιλεγμένο τρανζίστορ, M_{SEL} , τοποθετείται μεταξύ των προηγούμενων δύο τρανζίστορ. Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι το κέρδος τάσης A_v από έναν SF είναι μικρότερο της μονάδος και εκφράζεται από τη σχέση:

$$A_v = \frac{1}{1 + g_{mb}/g_m} \quad (3.42)$$

όπου g_m και g_{mb} είναι η διαγωγιμότητα και το σώμα της διαγωγιμότητας του M_{SF} αντίστοιχα [79]. Η DC συνιστώσα του SF δεν είναι ανάλογη με την ισχύ εξόδου. Η τάση εξόδου δειγματοληψείται και παραμένει στο πυκνωτή C_{CDs} .

Στο κύκλωμα ανάγνωσης, χρησιμοποιώντας έναν SF, η διαδικασία φόρτισης και εκφόρτισης σχετίζονται με τον S/H πυκνωτή C_{SH} . Στην διαδικασία φόρτισης, ο πυκνωτής C_{SH} φορτίζεται με συνεχές τάση ώστε ο χρόνος φόρτισης t_f να καθορίζεται από την τάση αυτή. Στην εκφόρτιση, ο πυκνωτής C_{SH} εκφορτίζεται συνεχώς με ρεύμα από την SF, ώστε ο χρόνος εκφόρτισης, t_e , να καθορίζεται από το ρεύμα αυτό. Αυτά τα χαρακτηριστικά πρέπει να αξιολογούνται όταν αυτό που μας ενδιαφέρει είναι η ταχύτητα [78].

2.8.2 Διόρθωση διπλής δειγματοληψίας

Η διόρθωση διπλής δειγματοληψίας (Correlated Double Sampling – CDS) χρησιμοποιείται για την εξάλειψη του θερμικού θορύβου που παράγεται από την επαναφορά του τρανζίστορ στον φωτοανιχνευτή, ο οποίος είναι $k_B T C$. Αρκετοί τύποι CDS έχουν δημιουργηθεί. Στον πίνακα 3.2 συνοψίζονται διάφοροι τύποι CDS (βλέπε βιβλιογραφία [80]).

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.2: Τύποι CDS για CMOS ανιχνευτές εικόνας.

Categtureory	Method	Feature	Ref.
Column CDS 1	One coupling capacitor	Simple structure but suffers from column FPN	[81]
Column CDS 2	Two S/H capacitors	ibid	[111]
DDS*	DDS following column CDS	Suppression of column FPN	[112]
Chip-level CDS	I-V conv. and CDS in a chip	Suppression of column FPN but needs fast operation	[63]
Column ADC	Single slope ADC Cyclic ADC	Suppression of column FPN ibid	[114, 113] [90]

*Double delta sampling

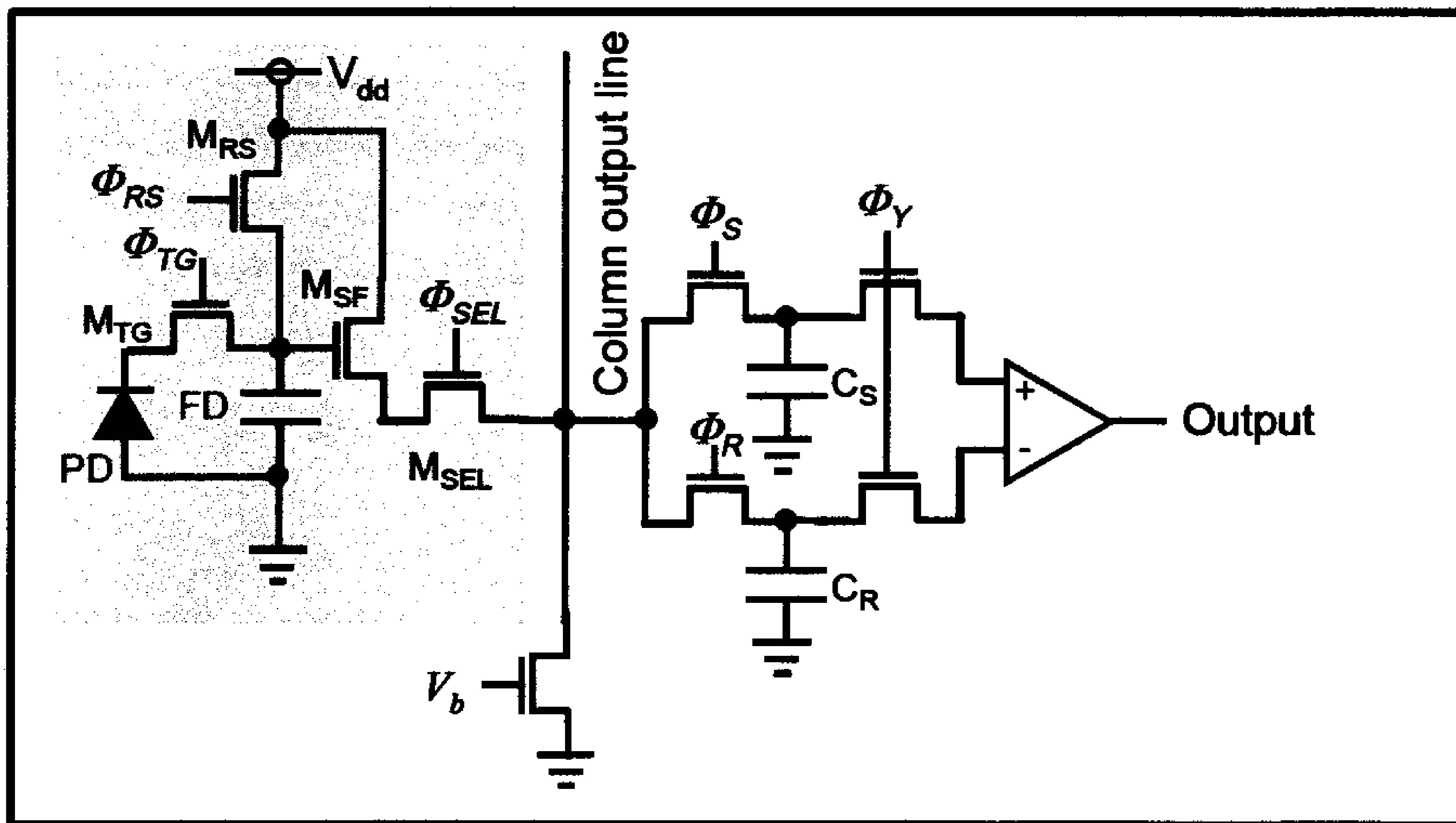
Στην εικόνα 3.30 φαίνεται το τυπικό κύκλωμα ενός CDS μαζί με το συνοδευτικό κύκλωμα 4T - APS. Το βασικό κύκλωμα ενός CDS αποτελείται από δύο ομάδες S/H κυκλωμάτων και έναν διαφορικό ενισχυτή. Η επαναφορά και το ύψος του σήματος αποθηκεύονται στους πυκνωτές C_R και C_S , αντίστοιχα και στην συνέχεια το σήμα εξόδου που παράγεται διαφοροποιείται από τα αρχικά σήματα που έχουν αποθηκευτεί στους πυκνωτές. Οι αρχές λειτουργίας μπορούν να εξηγηθούν από τις εικόνες 3.31 και 3.30. Στην φάση εξόδου του σήματος ο επιλεγμένος τρανζίστορ M_{SEL} ανοίγει στην χρονική στιγμή t_1 έως και την χρονική στιγμή t_7 , όταν το Φ_{SEL} ενεργοποιείται (“HI” – level). Το πρώτο βήμα είναι να διαβάσει και να επαναφέρει το αρχικό επίπεδο ή θόρυβο $k_B T C$ και να τον αποθηκεύσει στον πυκνωτή C_R , αμέσως μετά ο FD επαναφέρεται στην χρονική στιγμή t_2 , θέτοντας το Φ_{HS} στο HI. Η δειγματοληψία και η αποθήκευση του καινούργιου σήματος στους πυκνωτές C_R , C_S γίνεται στο HI και στην t_3 χρονική στιγμή. Το επόμενο βήμα είναι η ανάγνωση του σήματος. Αφού μεταφερθεί το συσσωρευμένο

σήμα στο FD ενεργοποιώντας την πύλη μεταφοράς M_{TG} στην χρονική στιγμή t_4 , το σήμα αυτό δειγματοληφείται και αποθηκεύεται στο C_S θέτοντας το Φ_S στο HI. Τέλος, το συσσωρευμένο σήμα και το αρχικό διαφοροποιούνται θέτοντας το Φ_X στο HI.

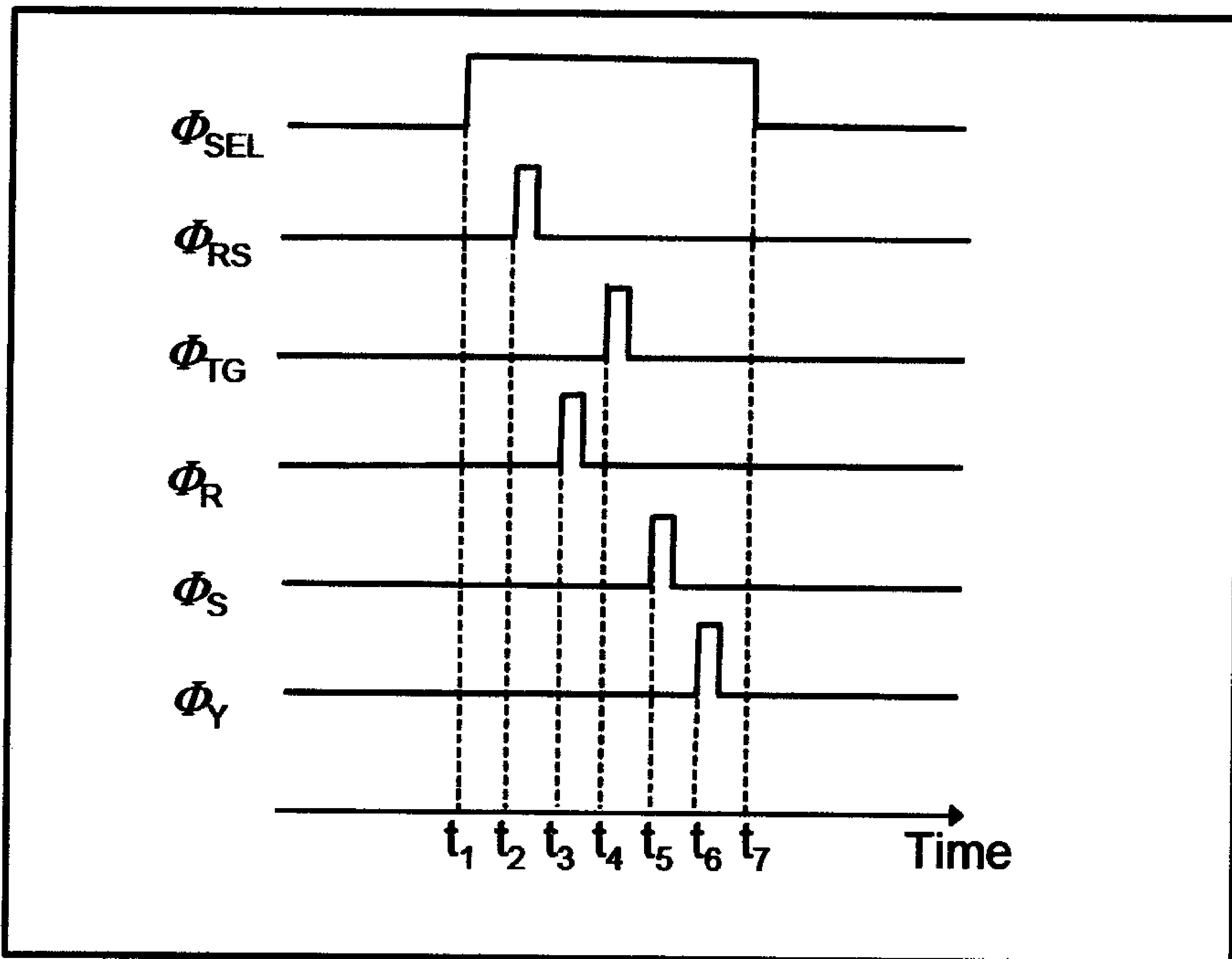
Ένα ακόμα διαφορετικό CDS κύκλωμα φαίνεται στην εικόνα 3.32 [81, 82]. Σε αυτή την περίπτωση ο πυκνωτής C_1 χρησιμοποιείται για να εξάγει το αρχικό σήμα (ή αρχικό θόρυβο).

2.8.3 Αναλογικοψηφιακός μετατροπέας

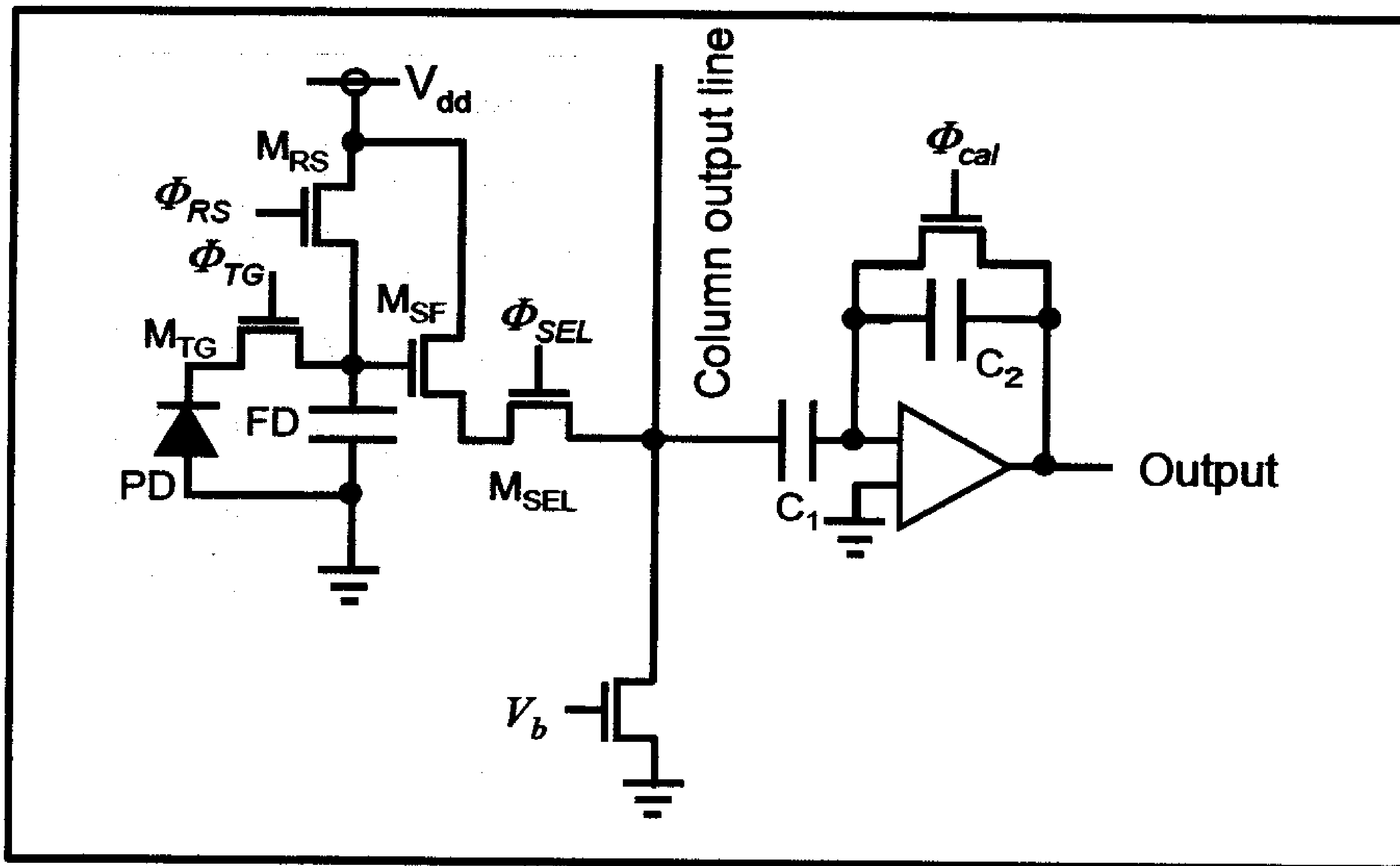
Σε αυτή την ενότητα, οι αναλογικοψηφιακοί μετατροπέες (Analog – to – Digital Converters – ADCs) για τους CMOS ανιχνευτές εικόνας, έχουν μικρό αριθμό pixels, όπως οι QVGA (230 x 320) και CIF (352 x 288), [83, 84]. Όταν ο αριθμός των pixels αυξάνεται, τότε χρησιμοποιούμε μια συστοιχία παράλληλων ADCs ώστε να προσεγγίσουμε τον ADC [85, 86], με ενιαία κλίση ADC [87, 88, 89] και έναν κυκλικό ADC [90, 91]. Ακόμα υπάρχουν πολλά διαφορετικά επίπεδα pixel [92, 93, 94]. Τέλος, υπάρχουν ADC που χρησιμοποιούν ίδια αρχιτεκτονική με αυτή των «έξυπνων» ανιχνευτών εικόνας CMOS, στο επίπεδο των pixel, της στήλης και του επεξεργαστή.



Σχήμα 3.30: Βασικό κύκλωμα ενός CDS



Σχήμα 3.31: Το χρονικό διάγραμμα ενός CDS (Τα σύμβολα είναι τα ίδια με της εικόνας 3.30).



Σχήμα 3.32: Εναλλακτικό κύκλωμα CDS.

2.9 Βασικά χαρακτηριστικά των αισθητήρων CMOS

Σε αυτή την ενότητα θα δούμε μερικά βασικά χαρακτηριστικά των αισθητήρων. Για περισσότερες πληροφορίες σχετικά με μετρήσεις και τεχνικές ανιχνευτών εικόνας βλέπε στη βιβλιογραφία [95, 96].

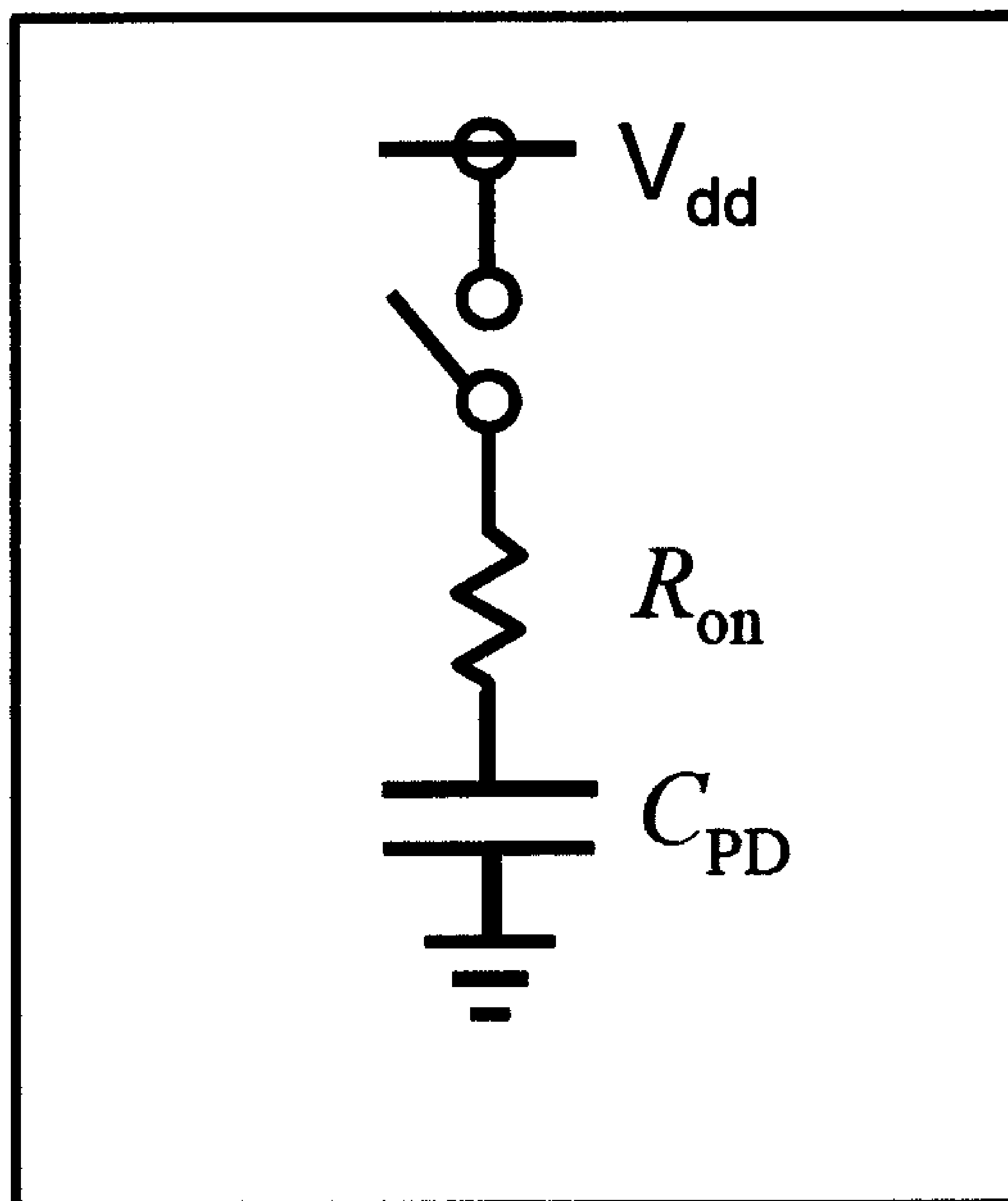
2.9.1 Θόρυβος

2.9.1.1 Μοτίβο σταθερού θορύβου (Fixed pattern noise)

Σ' έναν ανιχνευτή εικόνας, η διακύμανση της χωρητικότητας του σήματος εξόδου είναι ένας σημαντικός παράγοντας για την ποιότητα της εικόνας. Αυτού του τύπου ο θόρυβος ονομάζεται μοτίβο σταθερού θορύβου (Fixed Pattern Noise – FPN). Τυπικές διακυμάνσεις του FPN είναι πιο συχνές απ' ότι τυχαίες μεταβολές. Μια διακύμανση της τάξης 0,5% των pixel των FPN είναι μια ανεκτή τιμή, ενώ το 0,1% της στήλης του FPN είναι και αυτό ιδανικό [97]. Χρησιμοποιώντας ενισχυτικές διατάξεις συχνά δημιουργούμε FPN. Σύμφωνα με την υπάρχουσα βιβλιογραφία [97], η μείωση του FPN γίνεται ομαλοποιώντας την σχέση εξόδου και ενίσχυσης.

2.9.1.2 $k_B T$ Noise

Στους CMOS ανιχνευτές εικόνας, η επαναφορά δημιουργεί κυρίως θόρυβο λόγω θερμότητας. Όταν το συσσωρευμένο φορτίο επαναφέρεται στα αρχικά επίπεδα λόγω του τρανζίστορ, ο θερμικός θόρυβος δειγματοληψίας είναι $4k_B T R_{ON} \delta f$. Όπου δf είναι το εύρος της συχνότητας και R_{ON} η αντίσταση του τρανζίστορ, όπως φαίνεται στην εικόνα 3.33. Ο κόμβος συσσώρευσης σ' ένα PD γίνεται στο 3T – APS και στο FD στο 4T – APS.



Σχήμα 3.33: Ισοδύναμο κύκλωμα θορύβου kTC. R_{ON} η αντίσταση επαφής του τρανζίστορ και C_{PD} η χωρητικότητα συσσώρευσης.

Ο θερμικός θόρυβος υπολογίζεται ως $k_B T / C_{PD}$, από όπου δεν εξαρτάται από την αντίσταση R_{ON} του τρανζίστορ. Αυτό συμβαίνει γιατί μεγάλες τιμές της R_{ON} αυξάνουν τον θερμικό θόρυβο τάσης ανά μονάδα εύρους ενώ ταυτόχρονα μειώνουν το εύρος [98], στην οποία και η εξάρτηση της R_{ON} κρύβεται από τον θερμικό θόρυβο. Οπότε εξάγοντας τον τύπο από την εικόνα 3.33, δίνεται ο τύπος για τον θερμικό θόρυβο τάσης ως:

$$\overline{v_n^2} = 4k_B T R_{ON} \Delta f \quad (3.43)$$

Όπως φαίνεται στην εικόνα 3.33 η συνάρτηση μεταφοράς εκφράζεται ως:

$$\frac{V_{out}}{V_{in}}(s) = \frac{1}{R_{ON} C_{PD} s + 1}, s = j\omega \quad (3.44)$$

Επιπροσθέτως, ο θόρυβος υπολογίζεται και ως:

$$\overline{V_{out}^2} = \int_0^\infty \frac{4k_B T R_{ON}}{(2\pi R_{ON} C_f)^2 + 1} df = \frac{k_B T}{C} \quad (3.45)$$

Η ισχύς του φορτίου του θορύβου δίνεται από τον τύπο:

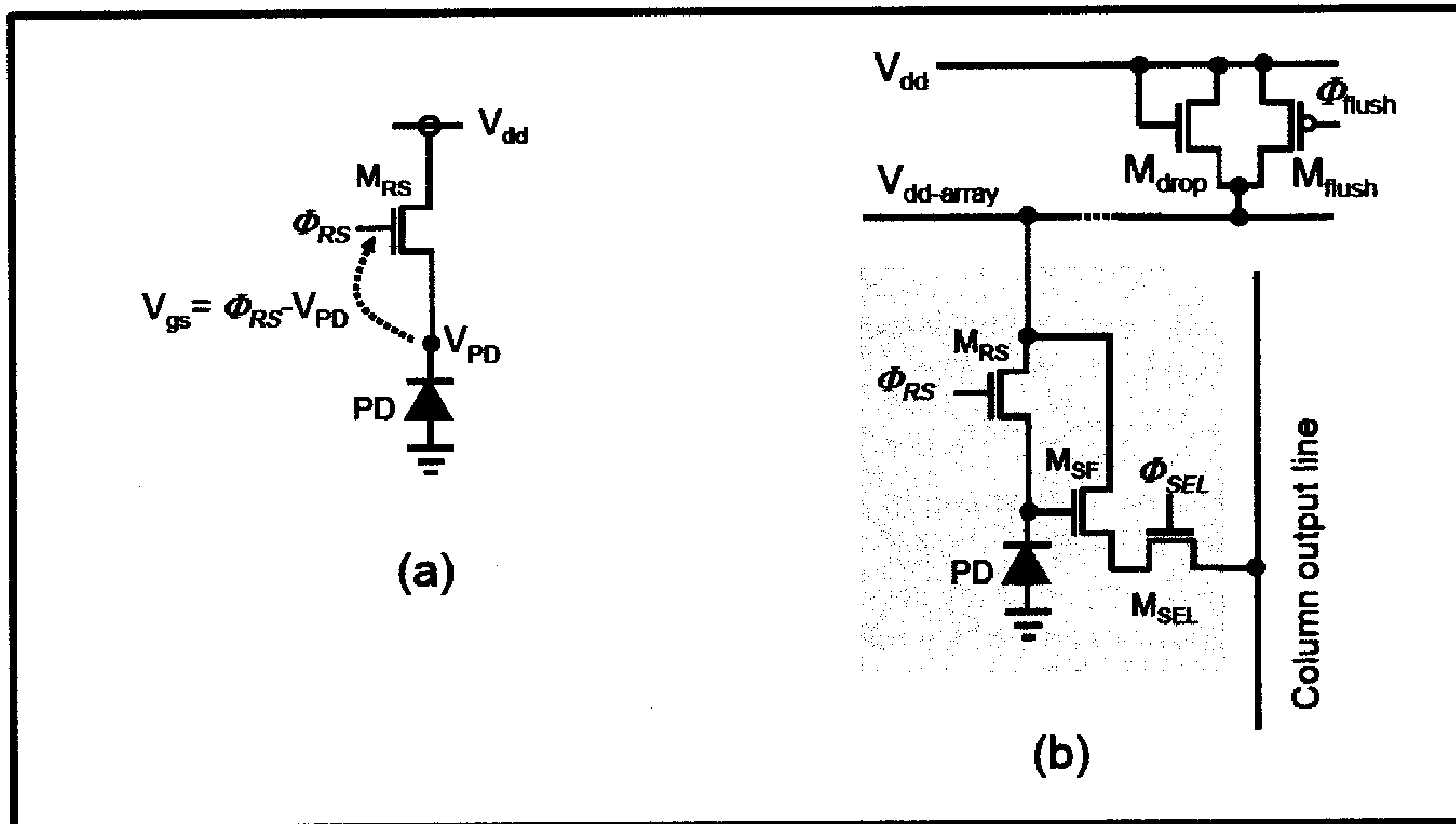
$$q_{\text{out}}^2 = (C_{V_{\text{out}}})^2 = k_B T C \quad (3.46)$$

Ο όρος «θόρυβος $k_B T C$ » προέρχεται από τον τύπο αυτό (3.46). Ο θόρυβος $k_B T C$ μπορεί να εξαλειφτεί με CDS τεχνικές, που μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε 4T – APS pixels και όχι σε 3T – APS.

2.9.1.3 Μέθοδος Επανατοποθέτησης (Reset method)

Η συνηθισμένη διαδικασία επαναφοράς των 3T – APS είναι η ενεργοποίηση του M_{rst} (όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.34 (a)), εφαρμόζοντας τάση HI ή V_{dd} στην πύλη M_{rst} και επαναπροσδιορίζοντας την τάση στον PD, V_{PD} στο $V_{\text{dd}} - V_{\text{th}}$, όπου V_{th} το κατώφλι της τάσης στο M_{rst} . Πρέπει να σημειωθεί ότι στο τελικό στάδιο της διαδικασίας αυτής, ο V_{PD} φτάνει τι $V_{\text{dd}} - V_{\text{th}}$, έτσι ώστε η τάση της πηγής της πύλης σε όλο το M_{rst} να γίνει μικρότερη από την V_{th} . Αυτό σημαίνει ότι το M_{rst} βγαίνει εκτός της κατώτερης δυνατής τιμής. Σε αυτό το σημείο, η V_{PD} φτάνει σιγά – σιγά την $V_{\text{dd}} - V_{\text{th}}$. Αυτή η επαναφορά ονομάζεται «ομαλή επαναφορά» (Soft Reset) [99]. Χρησιμοποιώντας PMOSFET μαζί με το τρανζίστορ επαναφοράς αυτό το πρόβλημα αποφεύγεται, αν και οι PMOSFET χρειάζονται περισσότερο χώρο απ' ό,τι οι NMOSFET επειδή οι τελευταίοι χρειάζονται μεγαλύτερη N – well περιοχή. Σε αντίθεση με την «βίαιη επαναφορά» (Hard Reset) η εφαρμοζόμενη τάση της πύλης είναι μεγαλύτερη από την V_{dd} και έτσι η M_{rst} είναι πάντα πάνω από το κατώφλι, δίνοντας την δυνατότητα να γίνει πιο γρήγορα η επαναφορά. Σε αυτή την περίπτωση, ο θόρυβος είναι $k_B T C$, όπως είδη έχουμε αναφέρει.

Η «ομαλή επαναφορά» έχει το μειονέκτημα, ότι προκαλεί καθυστέρηση της εικόνας (Lag Imaging), ενώ το θετικό είναι ότι μειώνει τον θόρυβο. Η τάση θορύβου είναι ίση με $\sqrt{k_B T / 2C}$ [99]. Συνδυάζοντας μια «ομαλή» και μια «βίαιη» επαναφορά ο $k_B T C$ θόρυβος μπορεί να μειωθεί και ταυτόχρονα να μην υπάρχει καθυστέρηση στην εικόνα, το οποίο είναι και το ιδανικό. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται «συνδυαστική επαναφορά» (Flushed Reset) [100], όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.34. Στην επαναφορά αυτή, ο PD υπόκεινται πρώτα μια «βίαιη» επαναφορά ώστε να αποβάλει εντελώς τα συσσωρευμένα φορτία. Μετά ακολουθεί μια «ομαλή» επαναφορά για την μείωση του θορύβου $k_B T C$. Η επαναφορά αυτή απαιτεί τη χρήση διακόπτη για την μεταφορά της τάσης από την πύλη στο τρανζίστορ.



Σχήμα 3.34: (a) Σύστημα επαναφοράς ενός 3T – APS, (b) Σύστημα συνδυαστικής επαναφοράς [100].

2.9.2 Δυναμική εμβέλεια (Dynamic range)

Η δυναμική εμβέλεια (Dynamic Range - DR) ενός ανιχνευτή εικόνας ορίζεται ως η αναλογία του σήματος εξόδου προς το σήμα εισόδου. Η DR εξαρτάται από δύο παράγοντες, τον θόρυβο και την χωρητικότητα. Οι περισσότεροι ανιχνευτές έχουν το ίδιο DR, περίπου στα 70dB, το οποίο κυρίως καθορίζεται από την χωρητικότητα των PD. Για κάποιες άλλες εφαρμογές, όπως της αυτοκίνησης, η DR είναι κοντά στο 70dB δεν είναι αρκετή. Γι' αυτό και την ενισχύουμε για να φτάσει κοντά στα 100dB. Αυτού του είδους όμως οι εφαρμογές δεν αποτελούν κομμάτι της παρούσας πτυχιακής γι' αυτό και δεν θα αναφερθούμε περαιτέρω.

2.9.3 Ταχύτητα

Η ταχύτητα ενός APS περιορίζεται από τα ρεύματα διάχυσης. Μερικά από τα φωτοπαραγόμενα ρεύματα στην εξωτερική δομή φτάνουν στην περιοχή εξάντλησης συμπεριφερόμενα ως σήματα εξόδου. Ο χρόνος διάχυσης των ηλεκτρονίων και των οπών ως συνάρτηση της καθαρότητας της συγκέντρωσης φαίνεται στην εικόνα 3.5. Πρέπει να σημειωθεί το μήκος της διάχυσης και για τα ηλεκτρόνια και για τις οπές δεν είναι παρά λίγα δέκατα του μικρομέτρου έως και μερικές εκατοντάδες του μικρομέτρου γι' αυτό χρειάζεται προσοχή στην απόκτηση της εικόνας σε υψηλή ταχύτητα. Αυτό το γεγονός επιβραδύνει σημαντικά την απόκριση του PD ειδικά στην IR περιοχή. Για την αποφυγή αυτού του φαινομένου μερικές δομές αποτρέπουν την διάχυση των φορτίων με αποφυγή της εισόδου τους στον PD.

Η CR σταθερά χρόνου είναι ένα άλλο μεγάλο πρόβλημα που περιορίζει την ταχύτητα, επειδή η κάθετη εξωτερική γραμμή είναι πολύ μεγάλη στους «έξυπνους» CMOS ανιχνευτές εικόνας, όπου η αντίσταση και η χωρητικότητα είναι μεγάλη.

2.10 Χρώματα

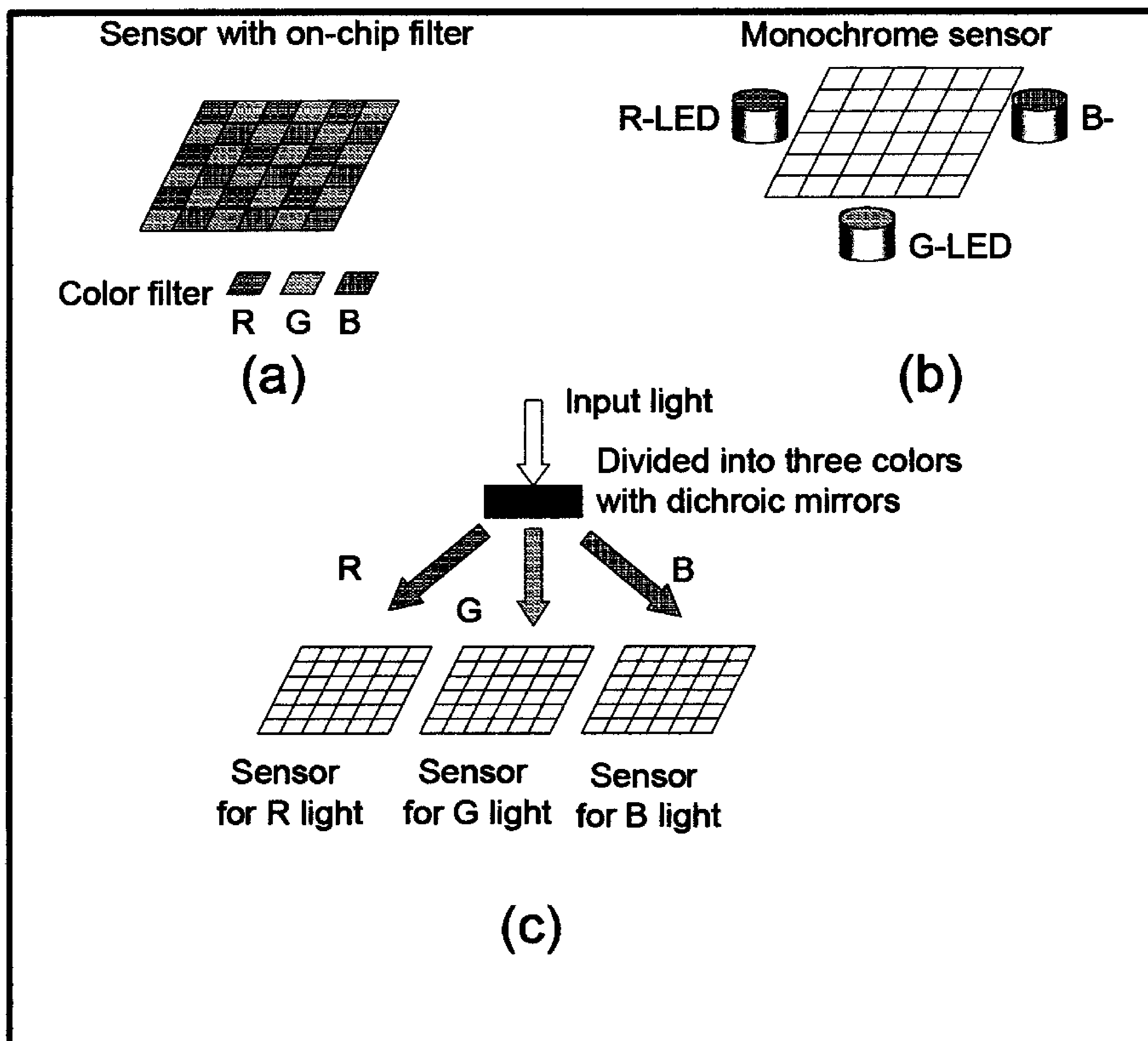
Υπάρχουν τρεις διαφορετικοί τρόποι χρωματικής απεικόνισης σ ένα συμβατικό CMOS ανιχνευτή εικόνας, όπως φαίνεται και στην εικόνα 3.35 και αναλύεται παρακάτω.

- **On – Chip Color Filter Type:** Τρία φίλτρα χρωμάτων είναι τοποθετημένα απευθείας πάνω στα pixels. Το κόκκινο (Red – R), το πράσινο (Green – G) και το μπλε (Blue – B), (RGB) ή CMY ως εναλλακτικά χρωματικά φίλτρα του κυανού (Cyan – Cy), μοβ (Magenta – Mg) και κίτρινο (Yellow – Ye) καθώς και το πράσινο. Η αναπαράσταση των CMY και RGB είναι η εξής (ως άσπρο χρώμα χρησιμοποιούμε το White – W):

$$\begin{aligned} Y_e &= W - B = R + G, \\ M_g &= W - G = R + B, \\ C_y &= W - R = G + B \end{aligned} \quad (3.47)$$

Το πρότυπο της Bayer είναι αυτό που χρησιμοποιείτε περισσότερο για την τοποθέτηση των τριών φίλτρων RGB [101]. Αυτού του είδους τα φίλτρα χρησιμοποιούνται ευρέως στους CMOS ανιχνευτές εικόνας. Συνήθως, τα χρωματικά φίλτρα είναι οργανικά φιλμ, αλλά πολλές φορές χρησιμοποιούνται και μη οργανικά φιλμ [102]. Το πάχος ενός α – Si ελέγχεται ώστε να παράγει μια χρωματική απόκριση. Αυτό βοηθάει στην μείωση του πάχους των χρωματικών φίλτρων, το οποίο είναι σημαντικό για την οπτική στιχομυθία η οποία πρέπει να είναι σε ένα βήμα μικρότερο από 2μm ανάμεσα στα pixel.

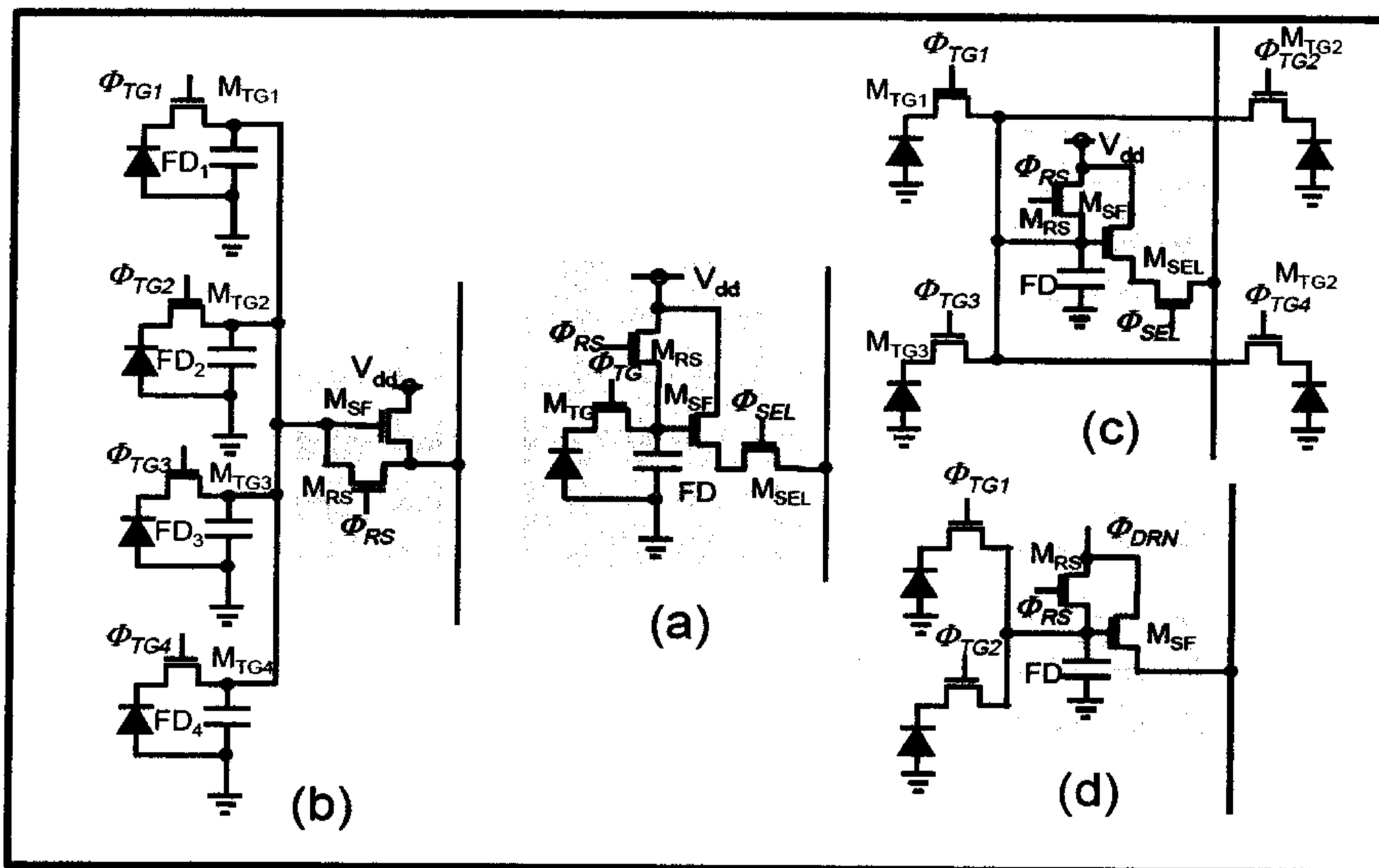
- **Three imagers type:** Στην μέθοδο αυτή, τρεις CMOS ανιχνευτές εικόνας χωρίς χρωματικά φίλτρα χρησιμοποιούνται για την απεικόνιση του R, G και B. Για τον διαχωρισμό του εισερχόμενου φωτός σε τρία χρώματα, χρησιμοποιούμε δυοχρωμικούς καθρέφτες. Με αυτήν την διάταξη απελευθερώνεται υψηλής χρωματική πιστότητα αλλά χρειάζεται πολύπλοκες και ακριβές οπτικές διατάξεις. Γι' αυτό και χρησιμοποιούνται κυρίως στην εκπομπή εικόνας όπου μας ενδιαφέρει η υψηλή ποιότητα εικόνας.
- **Three light sources type:** Στην μέθοδο αυτή χρησιμοποιούμε τεχνητές πηγές φωτός RGB, όπου κάθε μία εκπέμπει με καθορισμένη σειρά. Έτσι ένας ανιχνευτής αποκτώντας τρεις διαφορετικές εικόνες, μία από κάθε χρώμα, τότε τις συνδυάζει για την δημιουργία της τελικής εικόνας. Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιείται κυρίως στα ενδοσκόπια. Η χρωματική πιστότητα είναι εξαιρετική αλλά ο χρόνος δημιουργίας της εικόνας είναι πάρα πολύ μεγάλος [103].



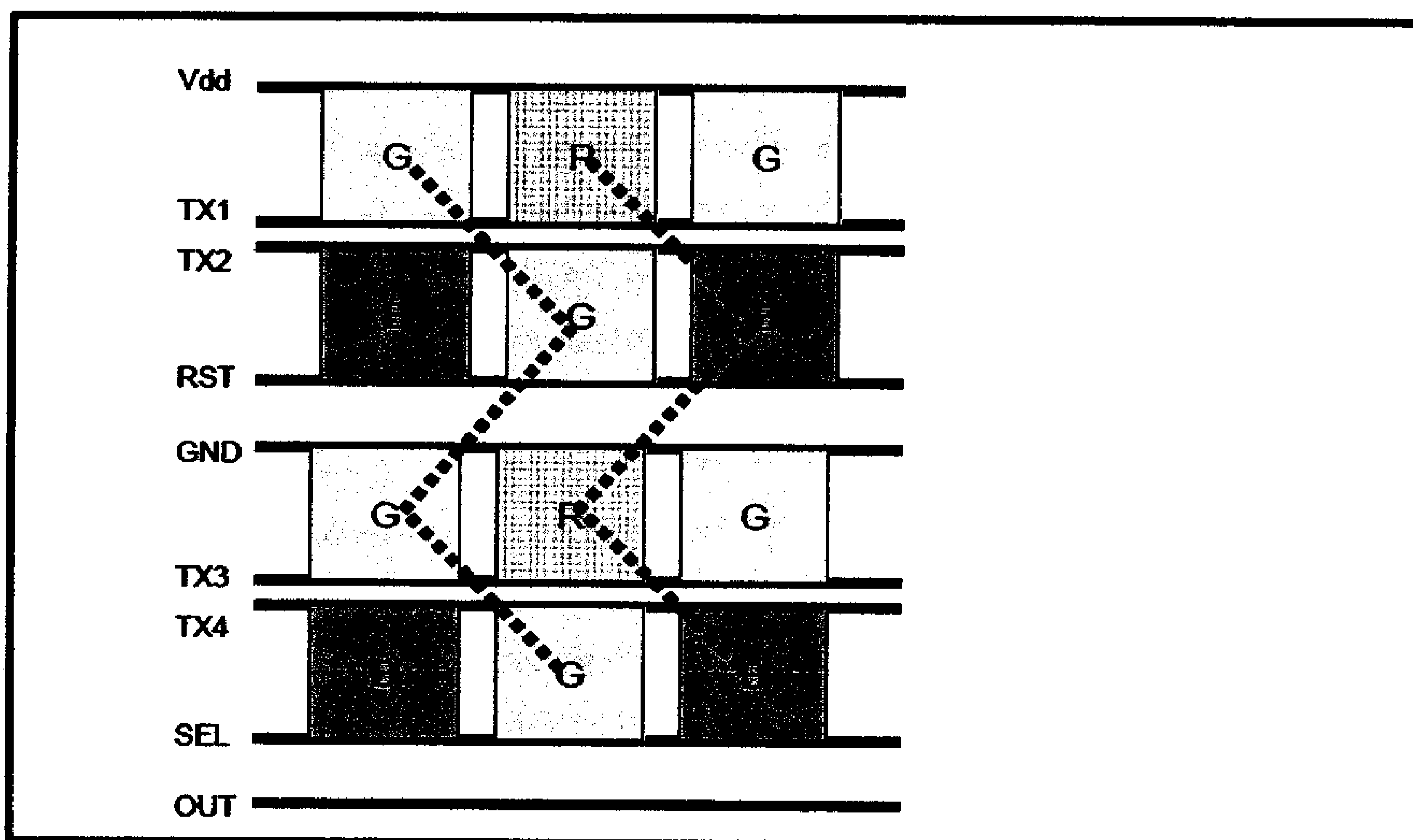
Σχήμα 3.35: Μέθοδοι απεικόνισης χρωμάτων σε CMOS ανιχνευτές εικόνας. (a) On - chip color filter, (b) Three image sensors και (c) Three light sources.

2.11 Διαμοιρασμός εικονοστοιχείων (Pixel sharing)

Ορισμένα εξαρτήματα ενός pixel όπως το FD, μπορούν να μοιραστούν και να χρησιμοποιηθούν από περισσότερα pixel ώστε να μειωθεί το μέγεθος τους [104]. Ένα τέτοιο παράδειγμα φαίνεται στην εικόνα 3.36. Οι τεχνικές αυτές της πολλαπλής χρήσης [105] φαίνονται στην εικόνα 3.36(d), χρησιμοποιούνται για την μείωση του μεγέθους στους 4T - APS κατά ένα [106]. Το τρανζίστορ επιλογής μπορεί να αφαιρεθεί, ελέγχοντας στον FD την τάση στο pixel μέσω του τρανζίστορ επαναφοράς. Αυτή η τεχνική έχει γίνει πρόσφατα αρκετά διαδεδομένη [107, 108]. Στην εικόνα 3.37 φαίνεται μια τεχνική zigzag των RGB, η οποία βελτιώνει την διαμόρφωση του διαμοιρασμού των pixel (βιβλιογραφία [108]).



Σχήμα 3.36: Pixel shearing. (a) Συμβατικός 3T – APS, (b) Sharing of a select transistor and a source follower transistor [109]. (c) Pixels with only a PD and transfer gate transistor while the other elements including the FD are shared [110]. (d) As in (c) but with the reset voltage controlled [105].



Σχήμα 3.37: Pixel sharing with a zigzag placement of RGB pixels [108].

2.12 Σύγκριση μεταξύ αρχιτεκτονικής δομής των εικονοστοιχείων

Στον πίνακα 3.3, που ακολουθεί, φαίνονται διάφοροι αρχιτεκτονικοί τύποι pixel, όπως PPS, 3T – APS και 4T – APS. Προς το παρόν τις καλύτερες επιδόσεις έχει ο 4T – APS αν εξαιρέσουμε τον θόρυβο που παράγουν. Γι' αυτό και χρησιμοποιούνται ευρέως στους CMOS ανιχνευτές εικόνας. Ωστόσο, και οι άλλοι τύποι έχουν αρκετά θετικά χαρακτηριστικά που μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ανιχνευτικές διατάξεις.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.3: Σύγκριση μεταξύ PPS, 3T – APS, 4T – APS και Log Sensor.

	PPS	3T - APS	4T – APS (PD)	4T – APS (PG)	Log
Sensitivity	Depends on the performance of a charge amp	Good	Good	Fairly good	Good but poor at low light level
Area consumption	Excellent	Good	Fairly good	Fairly good	Poor
Noise	Fairly good	Fairly good (no kTC reduction)	Excellent	Excellent	Poor
Dark current	Good	Good	Excellent	Good	Fairly good
Image lag	Fairly good	Good	Fairly good	Fairly good	Poor
Process	Standard	Standard	Special	Special	Standard
Note	Very few commercialized	Widely commercialized	Widely commercialized	Very few commercialized	Recently commercialized

2.13 Σύγκριση με CCDs

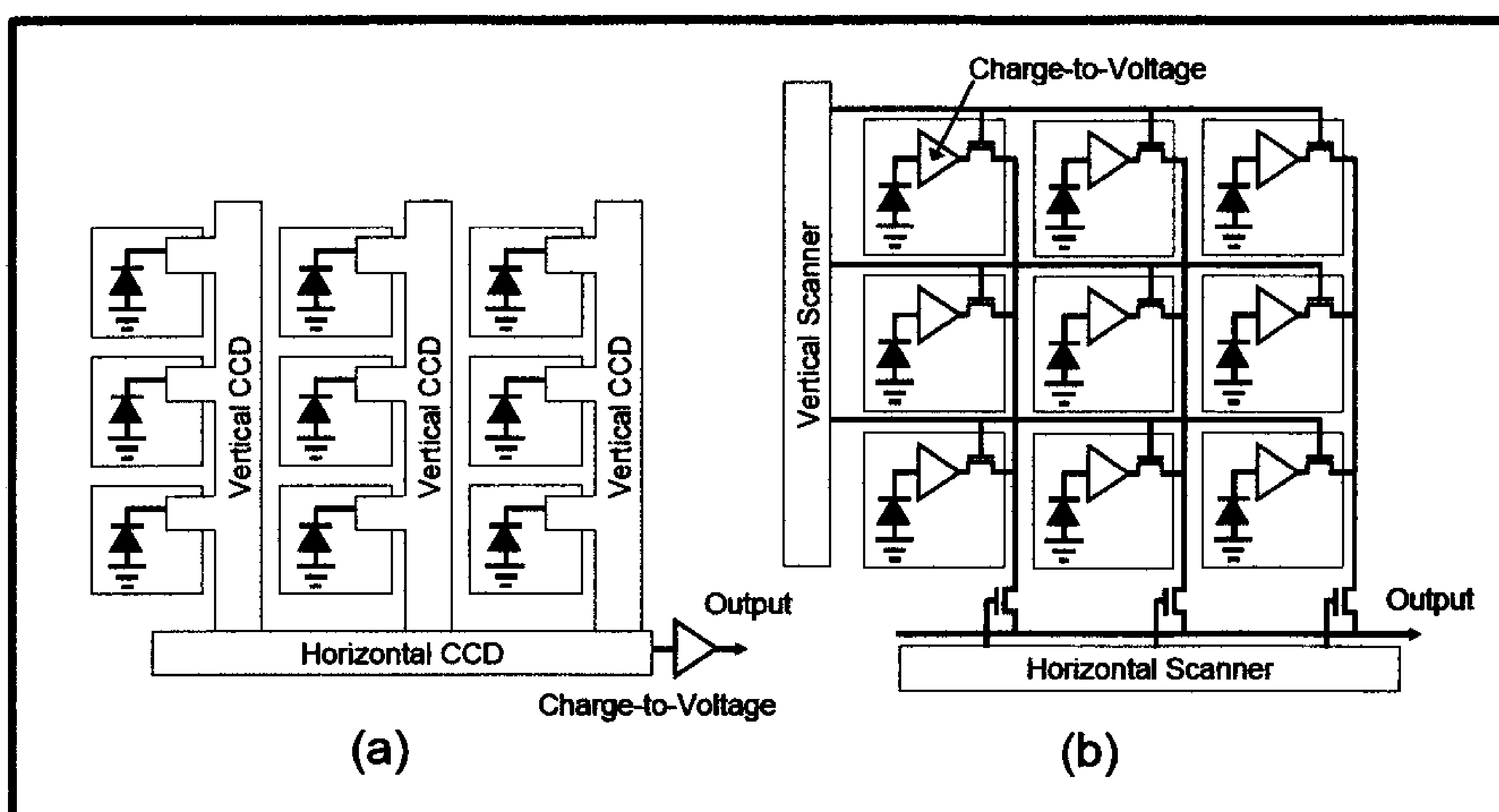
Σε αυτή την ενότητα, θα δούμε μια σύγκριση μεταξύ CMOS ανιχνευτών εικόνας και των CCDs. Η κατασκευαστική διαδικασία των CCD ανιχνευτών εικόνας αναπτύχθηκε για την απόκτηση μόνο CCD εικόνων, ενώ οι CMOS ανιχνευτές αναπτύχθηκαν για την σύνθεση διαφόρων σημάτων. Παρόλο που οι σημερινοί CMOS ανιχνευτές απαιτούν κάποια σταθερή τεχνολογία κατασκευής δεν χάνουν αυτή την ικανότητα τους.

Υπάρχουν δύο κυρίως διαφορές στην αρχιτεκτονική των CCD και των CMOS ανιχνευτών. Η μέθοδος μεταφοράς του σήματος και η μέθοδος εξαγωγής του. Στην εικόνα 3.38 φαίνεται οι δομές των CCD και CMOS ανιχνευτών εικόνας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.4: Σύγκριση μεταξύ ενός CCD και ενός CMOS ανιχνευτή εικόνας

Item	CCD image sensor	CMOS image sensor
Readout scheme	One on - chip SF (limits speed)	SF in every column (may exhibit column FPN)
Simultaneity	Simultaneous readout of every pixel	Sequential reset for every row (rolling shutter)
Transistor isolation	Reverse biased pn – junction	LOCOS/STI* (may exhibit stress – induced dark currents)
Thickness of gate oxide	Thick for complete charge transfer (>50nm)	Thin for high speed transistor and low voltage power supply (<10nm)
Gate electrode	Overlapped 1 st & 2 nd poly – Si layers	Polycide poly – Si
Isolation layers	Thin for suppressing light guide	Thick (~1μm)
Metal layer	Usually one	Over three layers

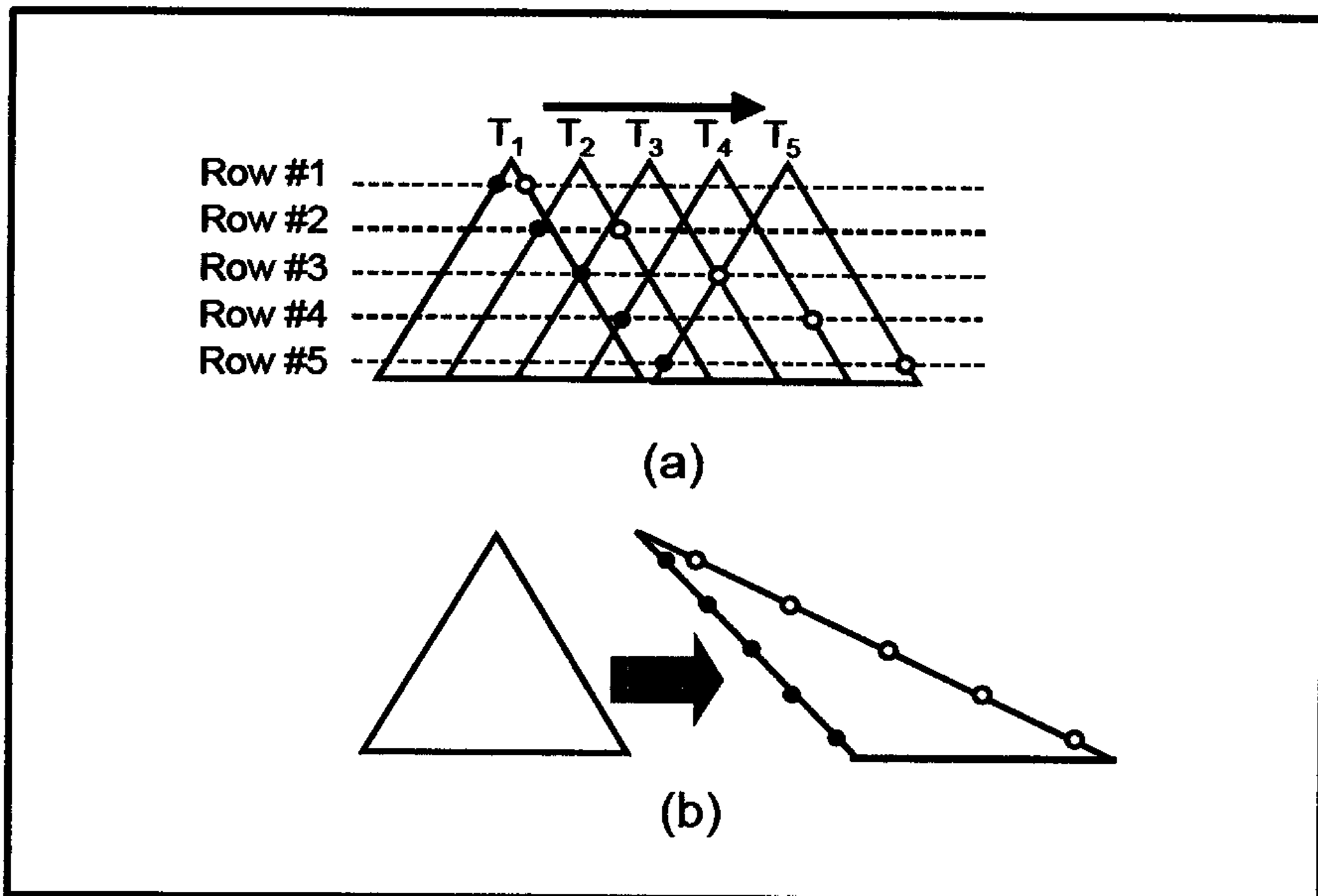
*LOCOS: Local Oxidation Of Silicon, STI: Shallow Trench Isolation.



Σχήμα 3.38: Η δομική απεικόνιση των (a) CCD και (b) CMOS, ανιχνευτών εικόνας.

Ένας ανιχνευτής CCD μεταφέρει το σήμα στην εξωτερική γραμμή, το μετατρέπει σε τάση και το ενισχύει. Σε αντίθεση, ένας ανιχνευτής CMOS εικόνας μετατρέπει το σήμα σε τάση σε κάθε pixel. Στην εσωτερική ενίσχυση των pixel, οφείλεται και ο θόρυβος FPN, και γι' αυτό η ποιότητα της εικόνας στους πρώτους CMOS ήταν υποδεέστερες των CCDs. Ωστόσο, αυτό το πρόβλημα έχει διορθωθεί σε μεγάλο βαθμό. Σε υψηλές ταχύτητες η εσωτερική ενίσχυση γίνει καλύτερο εύρος κέρδους απ' ό,τι μια ολική ενίσχυση στο τέλος.

Στους CCD ανιχνευτές εικόνας, το σήμα μεταφέρεται στιγμιαία, το οποίο δίνει σαν αποτέλεσμα χαμηλό θόρυβο και υψηλή κατανάλωση. Ακόμα η μεταφορά του σήματος δίνει τον ίδιο χρόνο συσσώρευσης σε κάθε pixel. Σε αντίθεση με τους CMOS ανιχνευτές εικόνας, το σήμα μετατρέπεται σε κάθε pixel και το σήμα εξόδου μεταφέρεται από σειρά σε σειρά, έτσι ώστε ο χρόνος συσσώρευσης να είναι διαφορετικός σε κάθε σειρά pixel κάθε φορά. Αυτό ονομάζεται «κύλιση» (Rolling Shutter). Στην εικόνα 3.39 φαίνεται η κύλιση αυτή. Ένα τριγωνικό αντικείμενο μετακινείται από τα αριστερά προς τα δεξιά. Στον ανιχνευτή το αντικείμενο σαρώνεται σειρά – σειρά. Στην εικόνα 3.39 (a) την χρονική στιγμή t_k ($k = 1, 2, 3, 4$ και 5), τα σημεία δειγματοληψίας φαίνονται στις σειρές Row#1 έως #5. Η αρχική εικόνα (αριστερό σχήμα της εικόνας 3.39(b)) καταστρέφεται κατά την διάρκεια της ανίχνευσης (δεξιό σχήμα της εικόνας 3.39(b)), το οποίο δημιουργείται από τα σημεία δειγματοληψίας, όπως φαίνονται στην εικόνα 3.39(a). Στον πίνακα 3.4 συνοψίζονται οι διαφορές μεταξύ των CCD και των CMOS ανιχνευτών εικόνας.



Σχήμα 3.39: Εικονογράφηση της προέλευσης ενός κυλιόμενου διαφράγματος. (a) Ένα τρίγωνο αντικείμενο κινείται από αριστερά προς τα δεξιά, (b) Η αρχική εικόνα είναι παραμορφωμένη.

Κεφάλαιο 3^ο

Μέθοδοι – Διατάξεις

Για την διεκπεραίωση της πτυχιακής αυτής, ήταν απαραίτητο, η κατασκευή ενός σκοτεινού θαλάμου μέσα στο οποίο στερεώθηκε κατάλληλα η μετρητική μας διάταξη, δηλαδή το CMOS. Ακόμα θα πρέπει να προσαρμοστεί κατάλληλα μια οπτική ίνα για να μεταφερθεί κάποιο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα ή και φάσματα πάνω στην ενεργό περιοχή του ανιχνευτή μας.

Σαν βάση χρησιμοποιήθηκε ένα έτοιμο κουτί με πόρτα που ανοίγει προς τα πάνω, που είχε βαφεί εσωτερικά με μαύρο ματ χρώμα. Στην συνέχεια προσαρμόστηκαν στην βάση του κουτιού και στις τέσσερις γωνίες ποδαράκια αντικραδασμικά \varnothing 24mm και επενδυμένα από τρίχα για καλύτερη και ορθότερη στήριξη της κατασκευής. Στην συνέχεια χρησιμοποιήθηκαν μικρές μεταλλικές γωνίες με διάμετρο οπών \varnothing 3mm κατάλληλα τοποθετημένες και στερεωμένες με βίδες διαμέτρου \varnothing 3mm και μήκους L 12mm ώστε να στηρίζουν τον ανιχνευτή μας (CMOS), τόσο σε οριζόντια όσο και σε κάθετη τοποθέτηση.

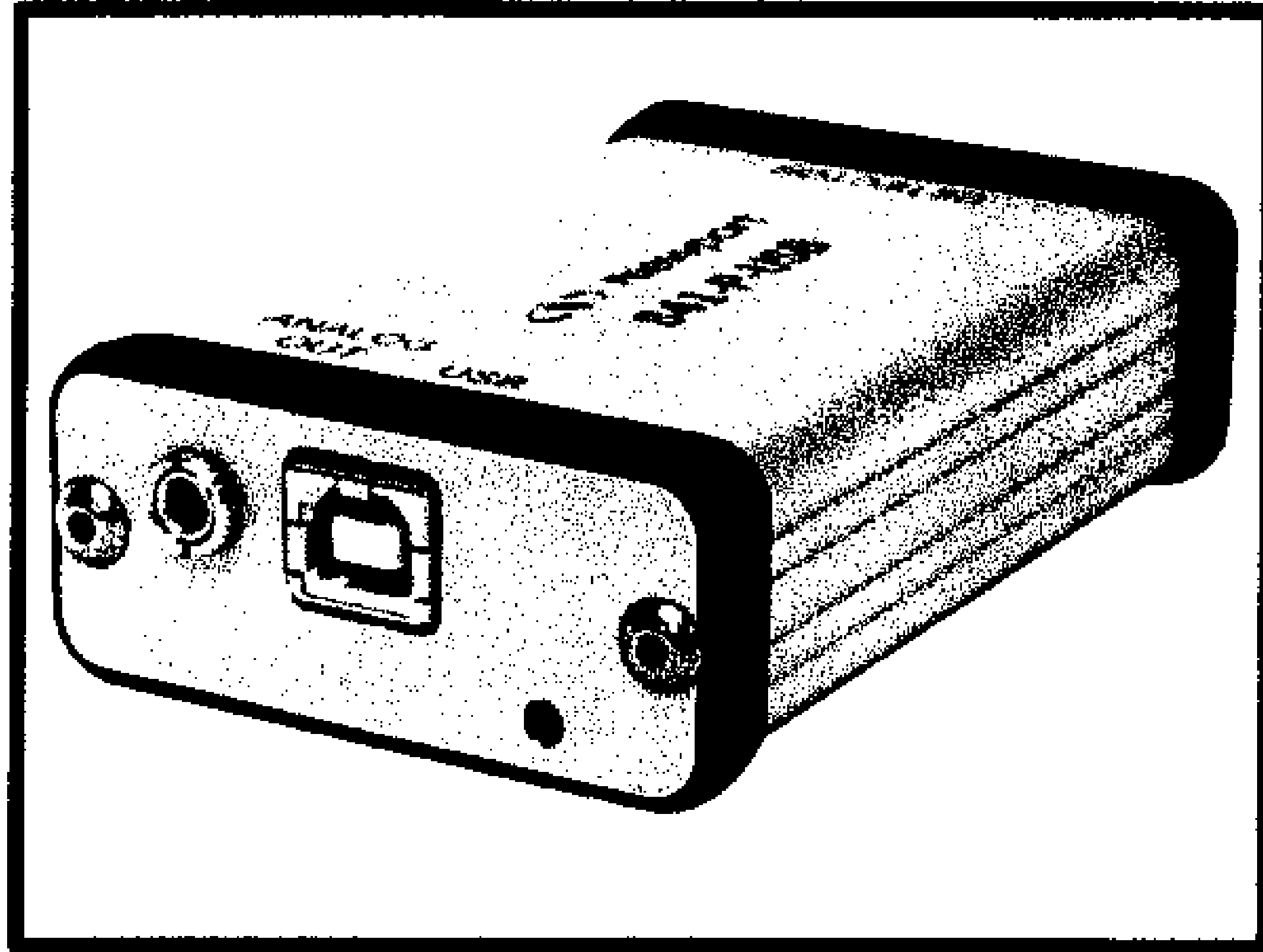
Στην συνέχεια ανοίχτηκε με την βοήθεια ενός τρυπανιού χειρός μια οπή στην ίδια μεριά που τοποθετήθηκε και ο ανιχνευτής, σε κατάλληλη θέση ώστε να συνδέσουμε το CMOS με κατάλληλο καλώδιο που περιέχετε στην συσκευασία του ανιχνευτή. Στην απέναντι πλευρά ανοίχτηκε και εκεί μια οπή αντίστοιχα μικρότερης διαμέτρου για την τοποθέτηση της οπτικής ίνας. Και για τις δύο αυτές εργασίες χρησιμοποιήθηκε και ένα ακόμα εργαλείο, ως διευρυντήρα οπών (αλεσουάρ), ώστε η διάμετρος της τρύπας να είναι όσο το δυνατόν πιο ακριβείς στην επιθυμητή.

Ακόμα για να επιτευχθεί πιο καλή στήριξη της οπτικής ίνας τοποθετήθηκε στην εξωτερική μεριά του κουτιού μια βάση στήριξης, δικιάς μας κατασκευής. Η βάση αυτή είναι από λαμαρίνα που αφού την κόψαμε στις επιθυμητές διαστάσεις την τροποποιήθηκε σε δύο σημεία ώστε να επιτευχθεί στο περίπου το σχήμα «Z». Μετά χρησιμοποιώντας ένα δράπανο ανοίξαμε δύο τρύπες οι οποίες διευρύνθηκαν με την βοήθεια διευρυντήρα. Η μία τρύπα χρησιμοποιήθηκε για να στερεωθεί η κατασκευή μας πάνω στο κουτί και την άλλη για τοποθετηθεί η οπτική ίνα.

Εδώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι το σημείο τοποθέτησης της οπτικής ίνας έγινε αρχικά στο «περίπου», αφού η ακρίβεια δεν ήταν αναγκαία δεδομένου ότι η φωτεινή δέσμη που βγαίνει από την ίνα είναι κωνικής μορφής και θα περιελάμβανε σίγουρα και την οθόνη του ανιχνευτή μας.

Τελειώνοντας, τοποθετήθηκε στο εσωτερικό μέρος της κατασκευής και πιο συγκεκριμένα στα σημεία που ανοίχτηκαν τρύπες λαστιχένια επένδυση με κόψιμο «χιαστή (X)» ώστε να αγκαλιάζει τόσο το καλώδιο όσο και την οπτική ίνα και μην επιτρέπει την εισχώρηση ανεπιθύμητου φωτός. Ακόμα επενδύθηκε και όλο το κουτί, στην εσωτερική μεριά, με μαύρο ματ χαρτόνι για ακόμα μεγαλύτερη φωτοστεγανότητα.

Τα εξαρτήματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα εξής:



USB Interface Optical Power Meter, 841-P-USB
Datasheet Available at:

<http://www.newport.com/Virtual-Optical-Power-Meter-841-P-USB/396075/1033/info.aspx>

UV Metal Wand Detector, UV-Silicon,
200–1100 nm, OD3 Attenuator, BNC

Datasheet Available at:

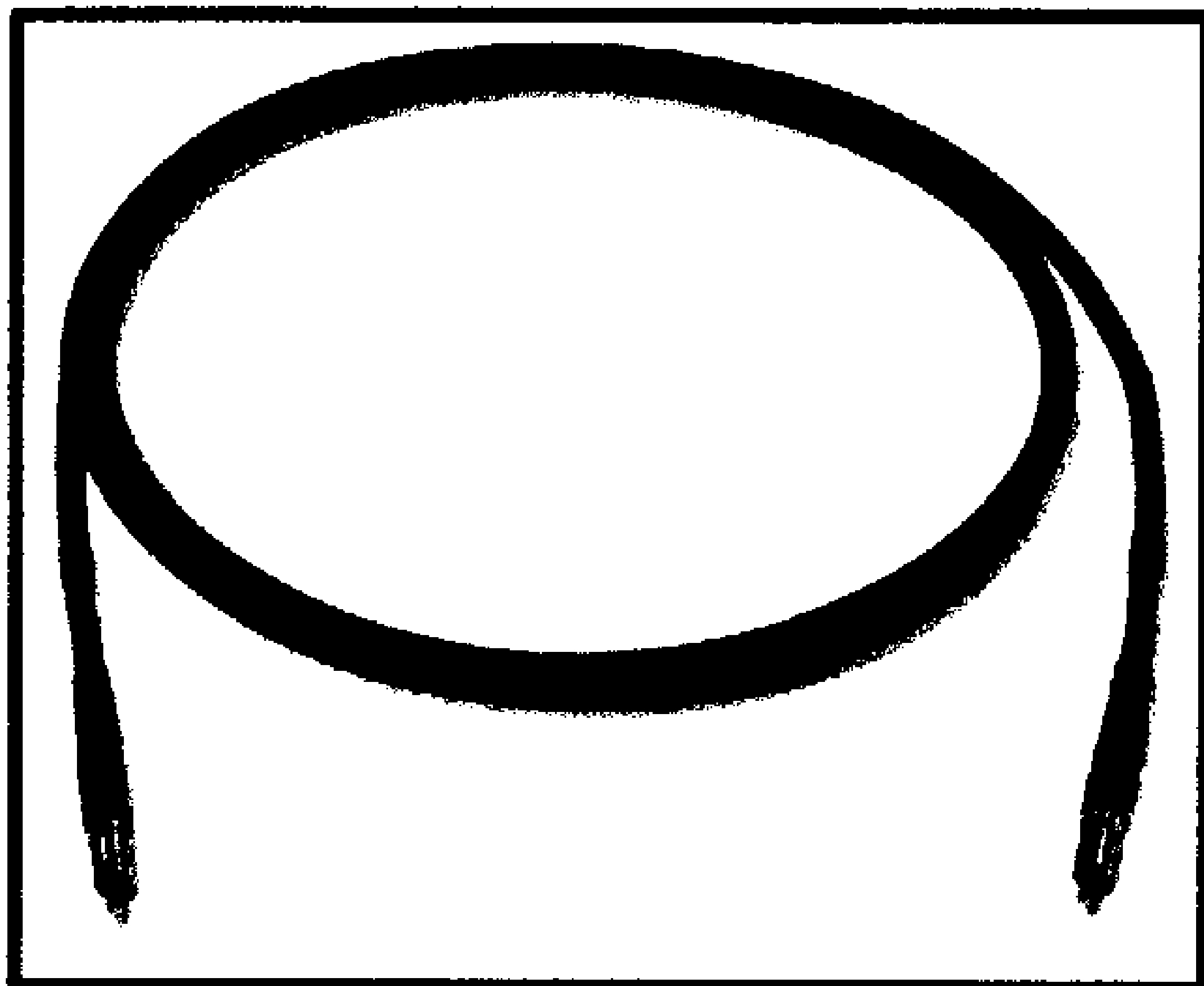
http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=818-ST2-UV



Ο

Ocean Optics, Optical Fiber Specifications
Available at:

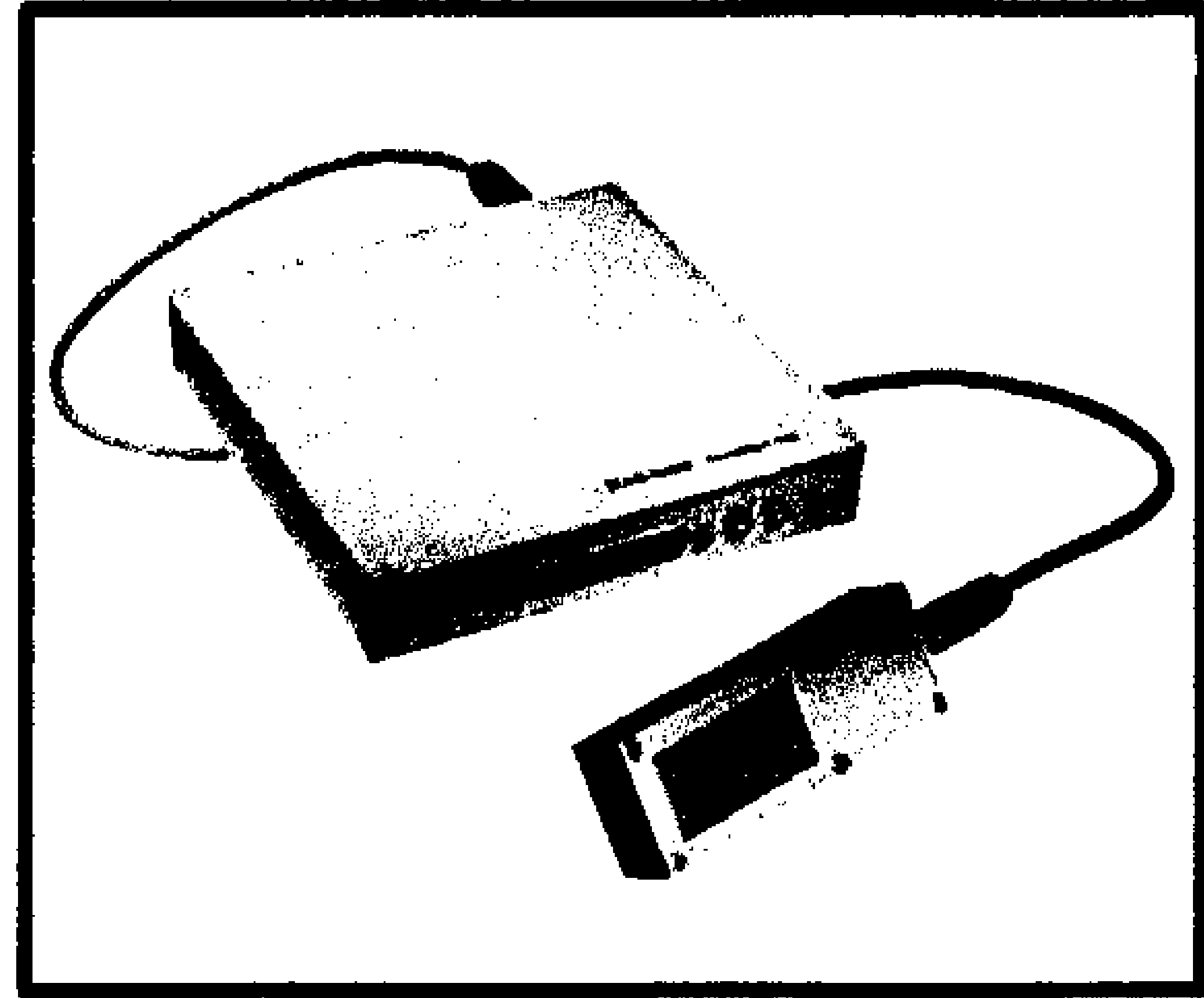
<http://www.oceanoptics.com/products/fiber-specs.asp>



Remote RadEye X-Ray Camera Datasheet

Available at:

<http://www.teledynedalsa.com/ls/products/camerade-detail.aspx?partNumber=Remote%20RadEye%20HR>



Κεφάλαιο 4^ο**Μετρήσεις – Αποτελέσματα**

Στην αρχή της πειραματικής διαδικασίας μετρήθηκε η ροή της ενέργειας ανά τετραγωνικό εκατοστό με την βοήθεια μιας πρότυπης πηγής φωτός (LSCI240_FIB) που συνδέθηκε μέσω οπτικής ίνας (Ocean Optics GP 1000 2 UV-VIS) και παρήχθησαν τις ακόλουθες μετρήσεις κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες όπως φαίνεται στον Πίνακα 5.1.

Πίνακας 5.1: Μετρήσεις LED με διάφορα φίλτρα

A/A	Συνθήκες	Φίλτρα	
		Χωρίς	Κίτρινο
1	Σκοτάδι	-0,04nW	-0,02nW
2	Πηγή φωτός LED (κ. Σιανούδη)	0,557μW	0,546μW
3	Πηγή φωτός LED με Φίλτρο		0,310μW
4	Πηγή φωτός LED ξεβιδωμένο αλλά τοποθετημένο	0,582μW	0,316μW
5	Μέγιστη τιμή φωτός δωματίου	3,80nW	
6	Με τάπα οπτικής ίνας	-0,02	

Στην συνέχεια με κατάλληλη διάταξη μιας σταθερής πηγής ρεύματος, ενός πολύμετρου και μιας αντίστασης ($R=1k\Omega$) καθώς και με τη βοήθεια μιας ειδικής βάσης για τα LED που παρασκευάστηκε ειδικά για την διεκπεραίωση της πτυχιακής αυτής, έχοντας σταθερή τάση στην πηγή μας ($V=12Volts$) αυξομειώνοντας την ένταση του ρεύματος σε ένα εύρος από 5mA έως τα 15mA, για κάθε ένα από τα διαφορετικού μήκους κύματος LED που είχαμε. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων φαίνονται στον Πίνακα 5.2.

Πίνακας 5.2: Μετρήσεις LED σε διάφορες εντάσεις ρεύματος

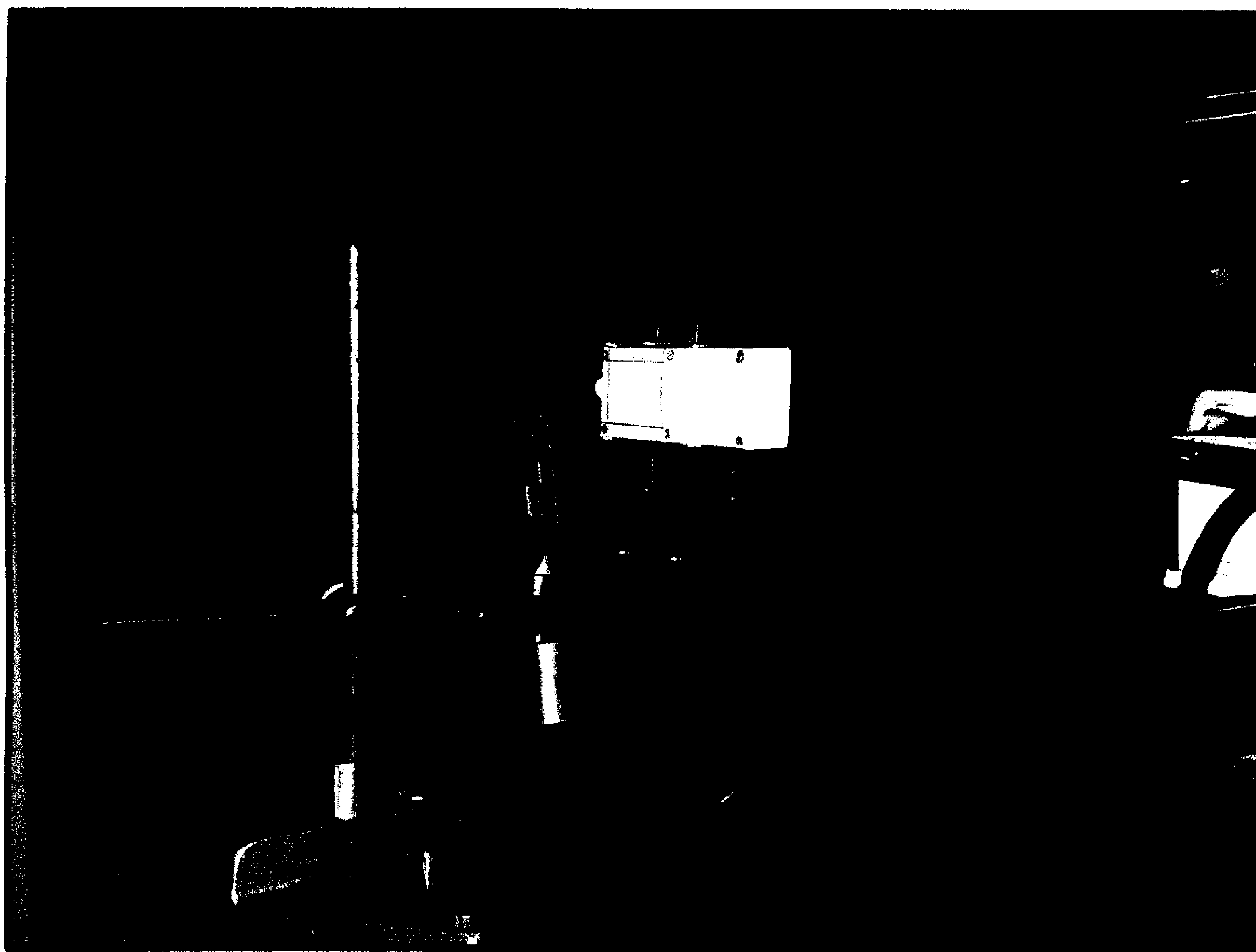
A/A	I (mA)	ΧΡΩΜΑΤΑ						
		ΚΑΡΜΙΝΙ	ΚΙΤΡΙΝΟ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)	ΠΡΑΣΙΝΟ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)	ΜΑΥΡΟ	ΛΕΥΚΟ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)	ΠΑΓΩΜΕΝΟ ΛΕΥΚΟ ($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)	
1	15	0,3710	1,0390	0,7100	0,8040	0,1190	0,0624	0,7300
2	13	0,3340	0,9180	0,6380	0,7050	0,0998	0,0546	0,6380
3	11	0,2910	0,7840	0,5650	0,6110	0,0799	0,0455	0,5490
4	10	0,2730	0,7300	0,5250	0,5550	0,0695	0,0431	0,4960
5	9	0,2500	0,6680	0,4840	0,5000	0,0620	0,0384	0,4520
6	8	0,2280	0,5980	0,4440	0,4460	0,0520	0,0334	0,4100
7	7	0,1990	0,5300	0,4010	0,3960	0,0422	0,0295	0,3520
8	6	0,1760	0,4620	0,3560	0,3520	0,0327	0,0252	0,3020
9	5	0,1490	0,3900	0,3070	0,2800	0,0255	0,0206	0,2530

Στην συνέχεια τοποθετήθηκε η βάση στήριξης της οπτικής ίνας που κατασκευάστηκε στην εξωτερική μεριά του κουτιού. Στο ένα άκρο τοποθετήθηκαν κατάλληλα τα LED που χρησιμοποιήθηκαν (όπως και στην προηγούμενη διαδικασία). Βιδώθηκε το άλλο άκρο της οπτικής ίνας στο εσωτερικό του κουτιού με κατάλληλο μηχανισμό ώστε και να διατηρούμε την απόσταση οπτικής ίνας – ανιχνευτή σταθερή, αλλά μην αλλοιωθεί και την φωτοστεγανότητα του κουτιού. Στην συνέχεια τοποθετήθηκε ο ανιχνευτής σε οριζόντια θέση μέσα στο κουτί. Αφού συνδέθηκε με τα κατάλληλα καλώδια και με τον υπολογιστή και με την χρήση του κατάλληλου προγράμματος λήφθηκαν διάφορες εικόνες, όπως φαίνεται και στον παρακάτω Πίνακα 5.4. Με βάση τις εικόνες αυτές και χρησιμοποιώντας το πρόγραμμα ImageJ, απομονώθηκαν συγκεκριμένες POI, ίδιες για κάθε εικόνα (διαφορετική μέτρηση) και έτσι υπολογίσαμε το MPV (Οι εικόνες αυτές παραθέτονται στο Παράρτημα Β - Εικόνες).

Πίνακας 5.3: Μέτρηση της μέσης τιμής των pixels

A/A	M.P.V.						E (nW/cm ²)	E ($\mu\text{W}/\text{cm}^2$)
	1	2	3	4	5	6		
1	1022,369	0	1105,064	0	1302,04	2	10	0,01
2	1994,355	0	2282,083	0	2116,815	5	20	0,02
3	4093,56	0	4094,821	0	3973,689	10	40	0,04
4	4094,997	0	4094,96	0	4094,958	15	60	0,06
5	4094,999	0	4094,979	0	4094,975	19	90	0,09

Στην συνέχεια για να μπορέσει να βγει το διάγραμμα της MPV σε σχέση με την ένταση σε σχέση με την ενέργεια που πέφτει στον ανιχνευτή για τις συγκεκριμένες ηλεκτρομαγνητικές ακτινοβολίες, χρησιμοποιήθηκε ένας ανιχνευτής (UV Metal Wand Detector, UV-Silicon, 200–1100 nm, OD3 Attenuator, BNC) που τον συνδέσαμε πάνω σε μια ειδική συσκευή (USB Interface Optical Power Meter, 841-P-USB) ώστε να συνδεθεί με τον υπολογιστή και να απεικονιστούν οι μετρήσεις. Η συσκευή τοποθετήθηκε όπως περίπου φαίνεται και στην εικόνα 5.1. Για λόγους ασφαλείας των συσκευών χρησιμοποιήσαμε ένα ομοίωμα του ανιχνευτή CMOS και η επιφάνεια του ανιχνευτή ενέργειας είναι κατάλληλα προστατευμένη.



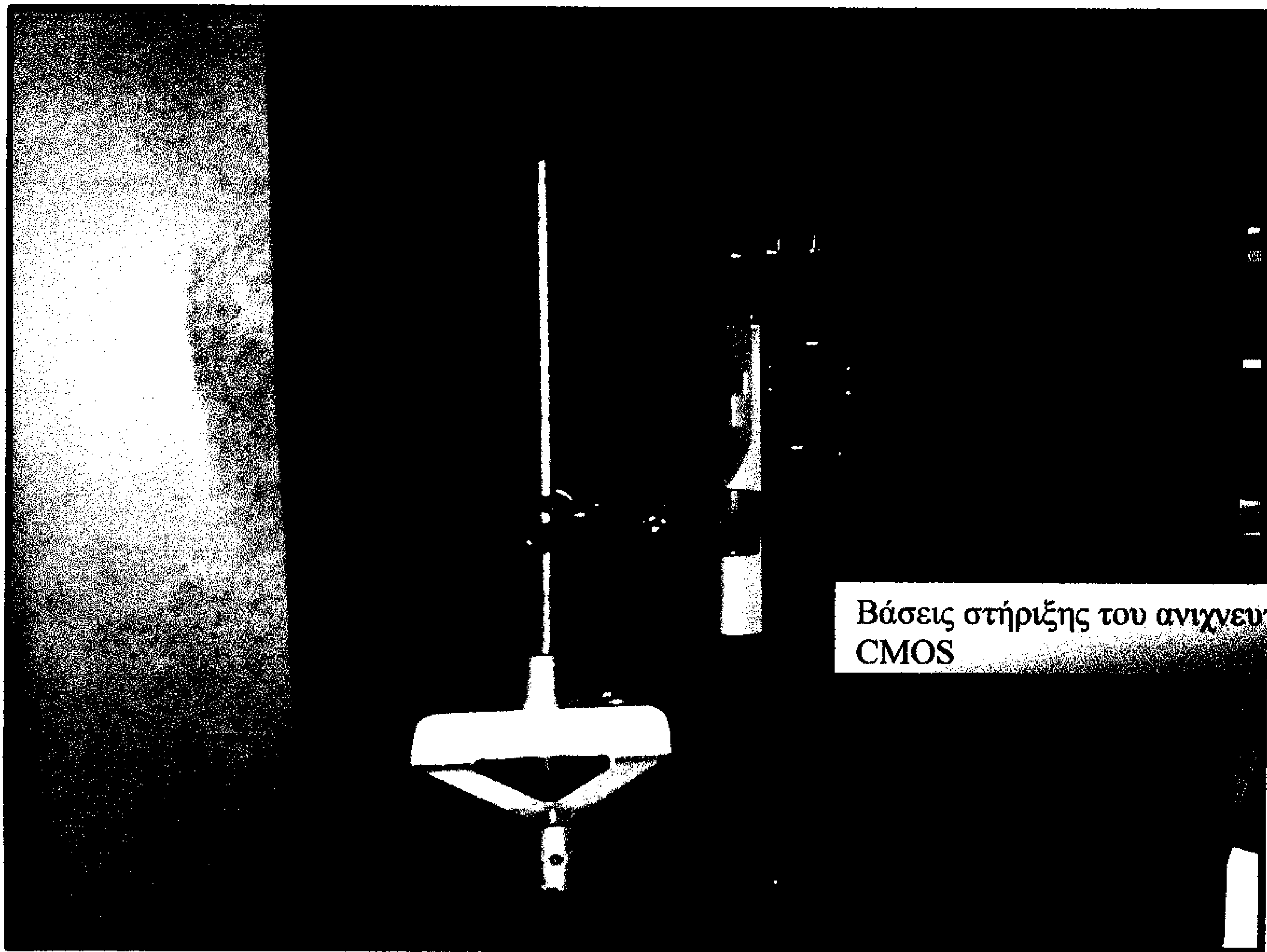
Εικόνα 5.1: Τοποθέτηση ανιχνευτή CMOS και ανιχνευτή ενέργειας

Τα αποτελέσματα των επεξεργασμένων εικόνων για κάθε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία καθώς και οι ενέργειες συνοψίζονται στον Πίνακα 5.3, από όπου και προκύπτει το διάγραμμα.

Πίνακας 5.4: Αναλυτικές μετρήσεις για υπολογισμό MPV

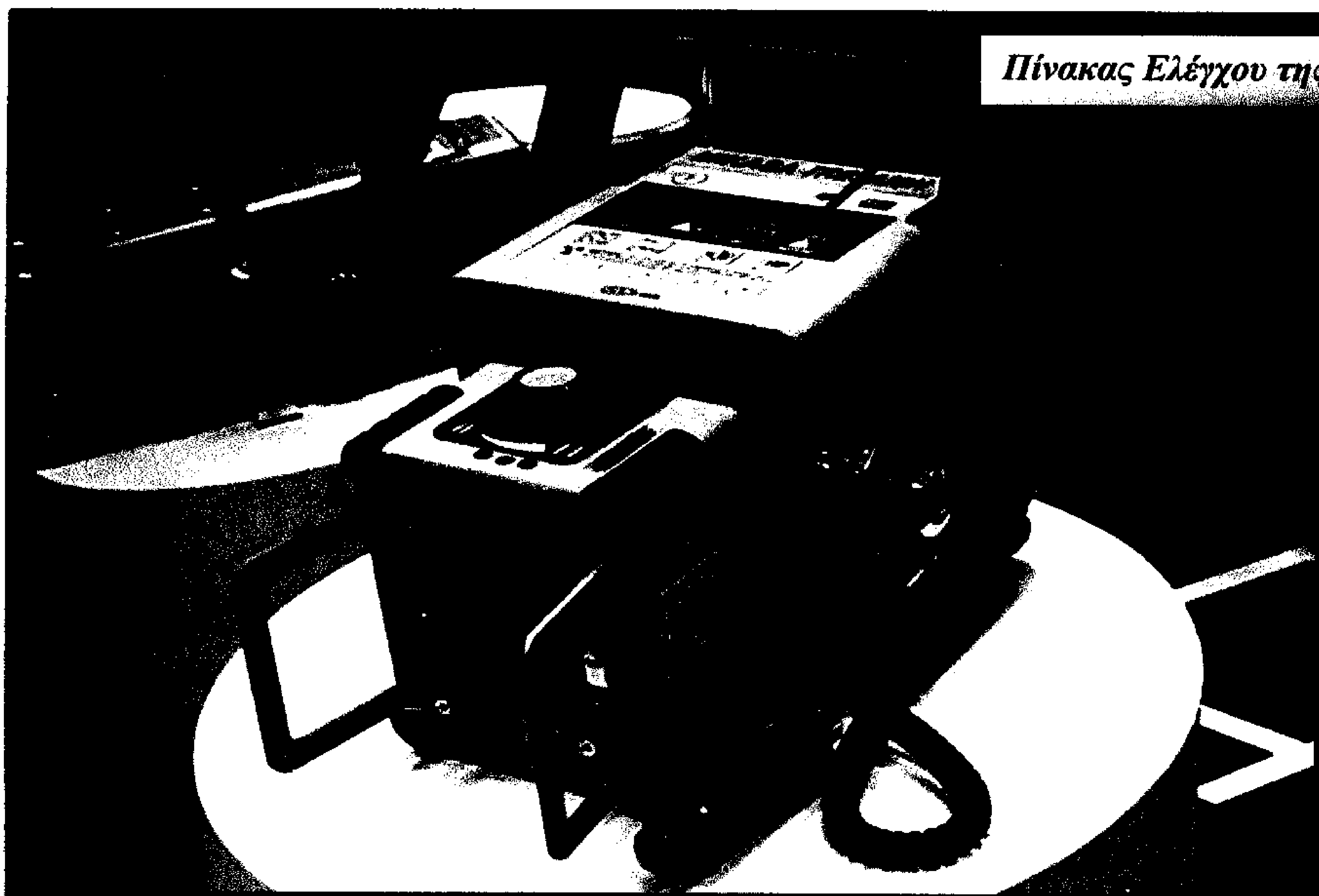
A/A	nW/cm ²						
1.	10	0,155	0,488	1022,369	42,026	223	1168
2.	20	0,258	0,435	1994,355	80,643	789	2247
3.	40	0,489	0,593	4093,560	15,940	1903	4095
4.	60	0,698	0,578	4094,997	0,827	3837	4095
5.	90	1,008	0,525	4094,999	0,523	3894	4095
		0,126	0,508	1105,064	44,936	232	1242
		0,236	0,538	2282,083	89,314	369	2534
		0,468	0,501	4094,821	10,107	1821	4095
		0,730	0,446	4094,960	9,870	992	4095
		1,153	0,488	4094,979	6,986	1526	4095
		2,02	0,423	1302,040	69,051	474	1544
		3,25	0,422	2116,815	99,678	740	2516
		6,04	0,413	3973,689	128,768	1444	4095
		9,15	0,474	4094,958	9,766	1058	4095
		13,20	0,563	4094,975	7,545	1354	4095

Για σιγουριά ότι όλο αυτό γίνεται σε ασφαλή περιοχή λειτουργίας του ανιχνευτή και ότι οι μετρήσεις που λαμβάνονται είναι από τη γραμμική περιοχή του ανιχνευτή ακτινοβολήθηκε όλη η διάταξη με μία λυχνία ακτίνων X. Μέσα στο κουτί τοποθετήθηκε ο ανιχνευτής ροής ενέργειας (UV Metal Wand Detector, UV-Silicon, 200–1100 nm, OD3 Attenuator, BNC), και συνδέθηκε στον υπολογιστή μέσω της συσκευής (USB Interface Optical Power Meter, 841-P-USB). Στην συνέχεια τοποθετήθηκε η κεφαλή σε συγκεκριμένη σταθερή απόσταση ($d=72,5\text{cm}$). Ανάμεσα στην μετρητική διάταξη και την κεφαλή τοποθετήθηκε ένα φίλτρο Αλουμινίου σταθερού πάχους ($D=2\text{cm}$). Ακολούθως όσον αφορά τις ρυθμίσεις της κεφαλής των ακτίνων X και οριοθετήθηκαν τα mAs σε μια σταθερή τιμή ($\text{mAs}=64$). Στην συνέχεια ακτινοβολήθηκε την διάταξη αλλάζοντας την ένταση (kV), και πάρθηκαν διάφορες τιμές όπως φαίνεται και στον Πίνακα 5.5.



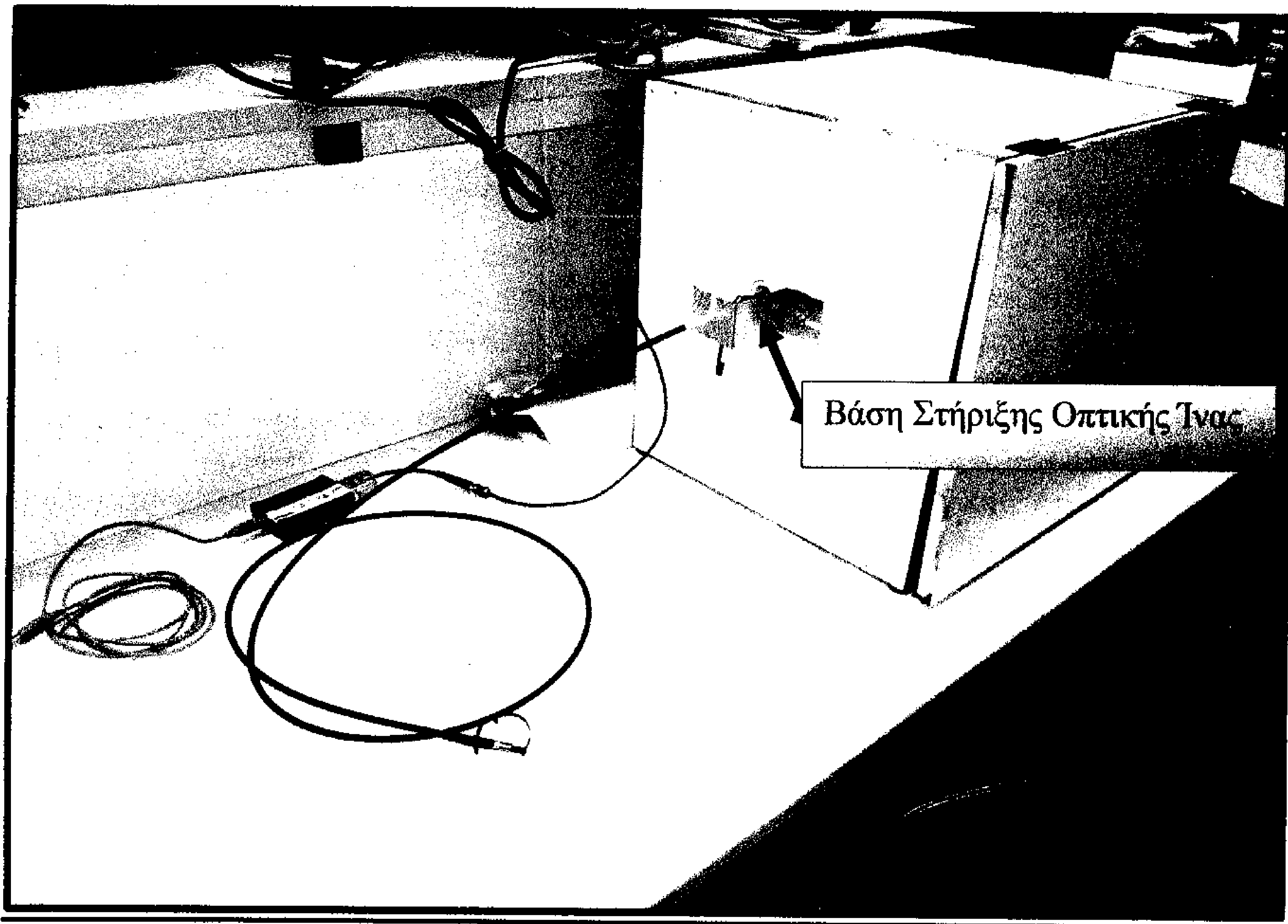
Βάσεις στήριξης του ανιχνευτή CMOS

Σχήμα 5.2: Τοποθέτηση ανιχνευτή ενέργειας σε κατάλληλη θέση για ακτινοβολία.



Πίνακας Ελέγχου της λογίας

Σχήμα 5.3: Κεφαλή ακτίνων Χ.



Σχήμα 5.4: Μετρητική Διάταξη

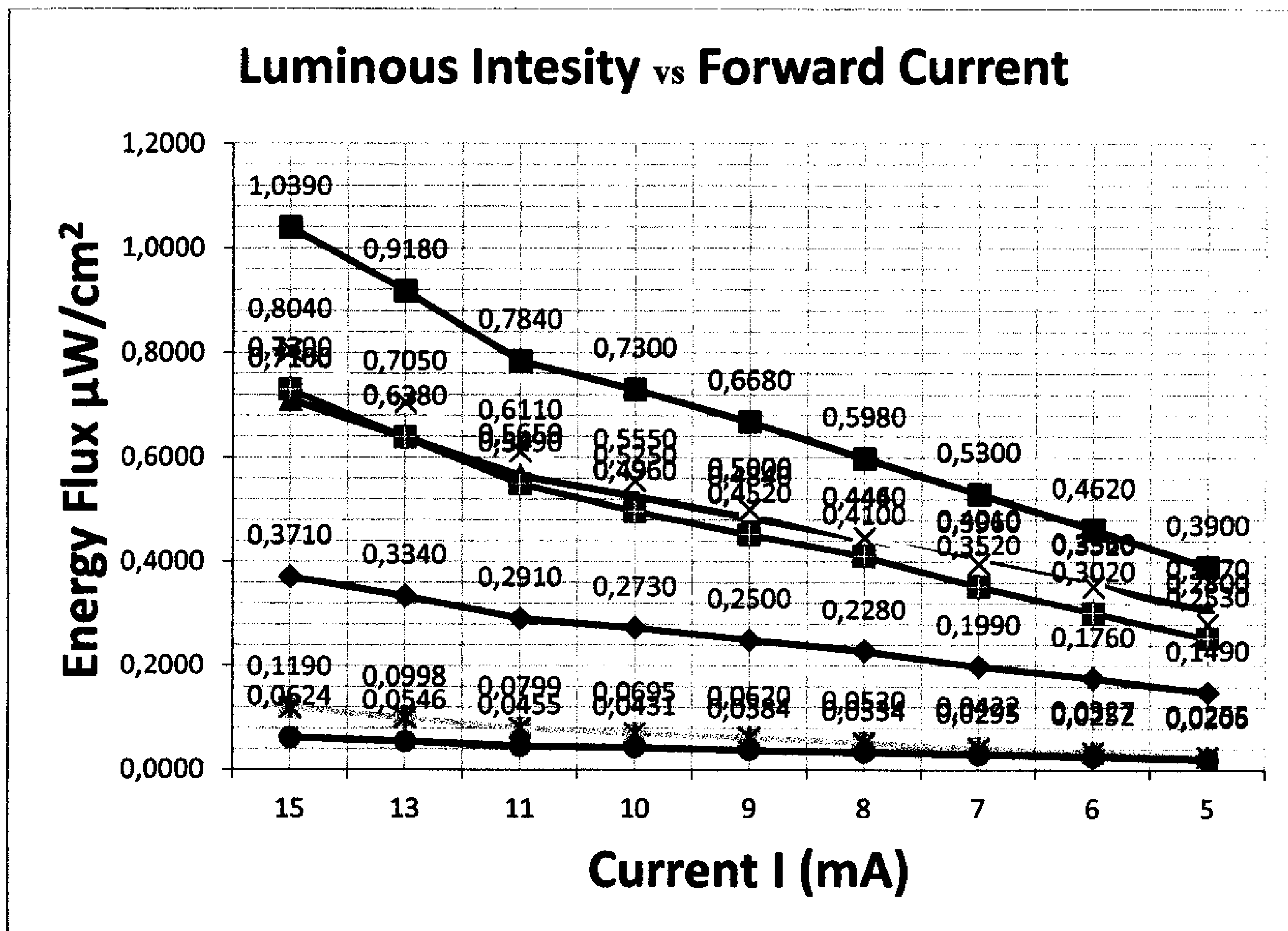
Πίνακας 5.5: Μέτρηση Γραμμικής Περιοχής Λειτουργίας του ανιχνευτή

A/A	Ισχύς (nW/cm ²)	mAs	kV	Απόσταση Πηγής-Ανιχνευτή (cm)	Φίλτρο Αλουμινίου Πάχους (cm)
1.	7,53	64	50	72,5	2
2.	24,3	64	60	72,5	2
3.	46,5	64	70	72,5	2
4.	73,0	63	90	72,5	2
5.	73,3	63	90	72,5	2
6.	107,0	64	100	72,5	2

Κεφάλαιο 5^ο

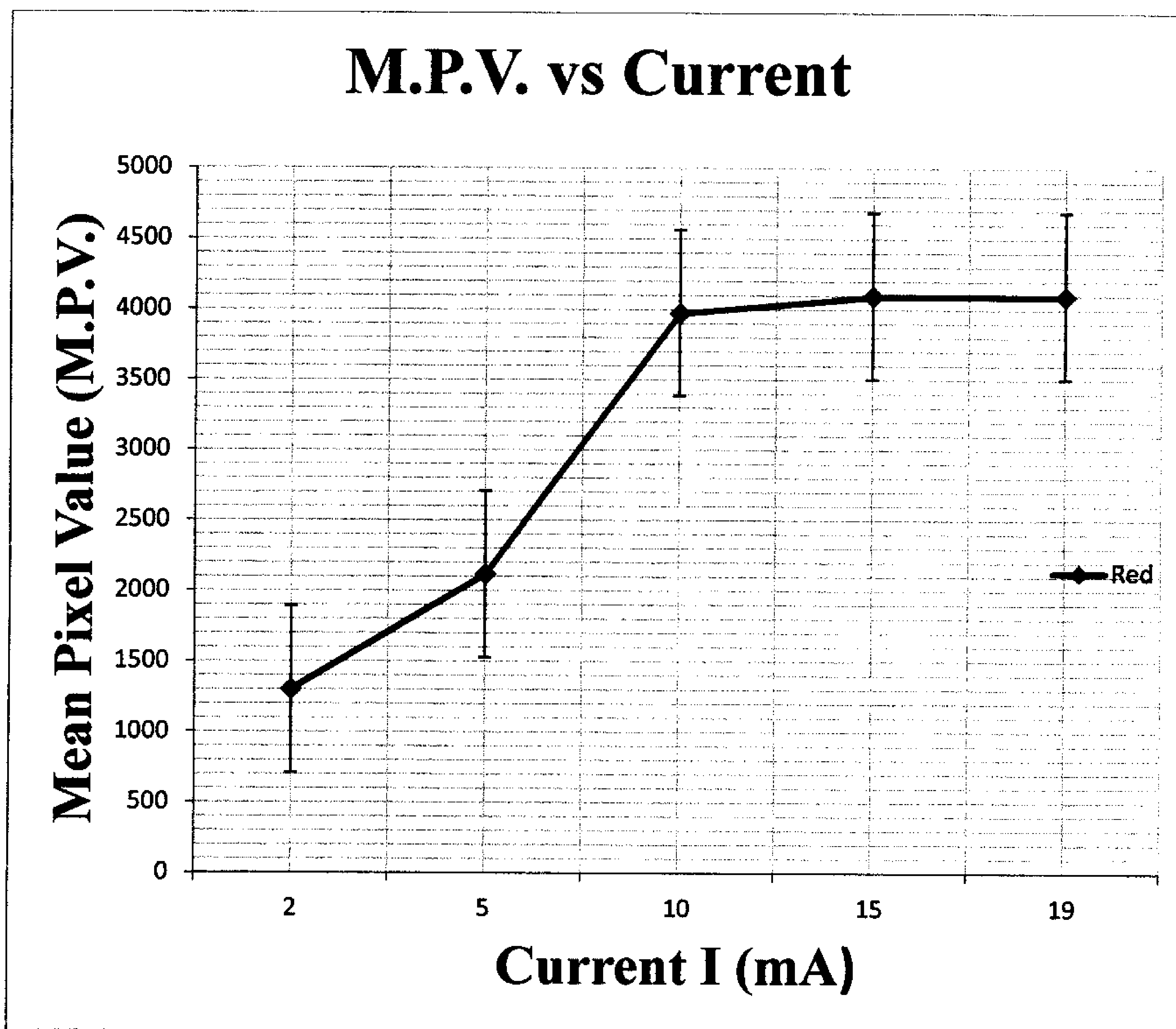
Συμπεράσματα

Όπως γίνεται αντιληπτό και από το διάγραμμα το κόκκινο και το κίτρινο-λευκό LED κυμαίνονται αρκετά χαμηλά για τις ίδιες τιμές ρεύματος, ενώ μπλε δίνει την μεγαλύτερη ένταση. Το πράσινο και το κίτρινο είναι περίπου στην μέση όπως και αναμενόταν, αν αναλογιστεί κανείς και την σειρά των χρωμάτων στο φάσμα (Μοβ (ή Ιώδες), Μπλε, Πράσινο, Κίτρινο, Πορτοκαλί, Κόκκινο), (Με αύξουσα σειρά στα από 400 – 700 nm αντίστοιχα). Αυτό βέβαια είναι λίγο παράξενο γιατί θα περιμέναμε ότι στο Ιώδες θα έπρεπε να είναι το μεγαλύτερο αν σκεφτεί κανείς ότι όσο το μήκος κύματος μειώνεται τόσο η συχνότητα αυξάνεται και επομένως και η ενέργεια. Όσο αυξάνεται όμως η ενέργεια τόσο αυξάνονται και κρούσεις στον ανιχνευτή με αποτέλεσμα τις υψηλές ενδείξεις τιμών ($\text{nm} \downarrow \rightarrow f \uparrow \rightarrow E \uparrow \rightarrow \text{Κρούσεις} \rightarrow \mu\text{W}/\text{cm}^2 \uparrow$), αλλά για κάποιο λόγο αυτό δεν γίνεται. Ίσως λόγω απωλειών, αδυναμίας της οθόνης να καταγράψει το συγκεκριμένο φάσμα. Δεν είμαστε σίγουροι αυτή την στιγμή γι' αυτό και υποθέτουμε ότι κάτι από τα προαναφερθείσα φταίει.



Σχήμα 6.1: Διακόμανση της ροής ενέργειας σε σχέση με το ρεύμα για διάφορα μήκη κύματος.

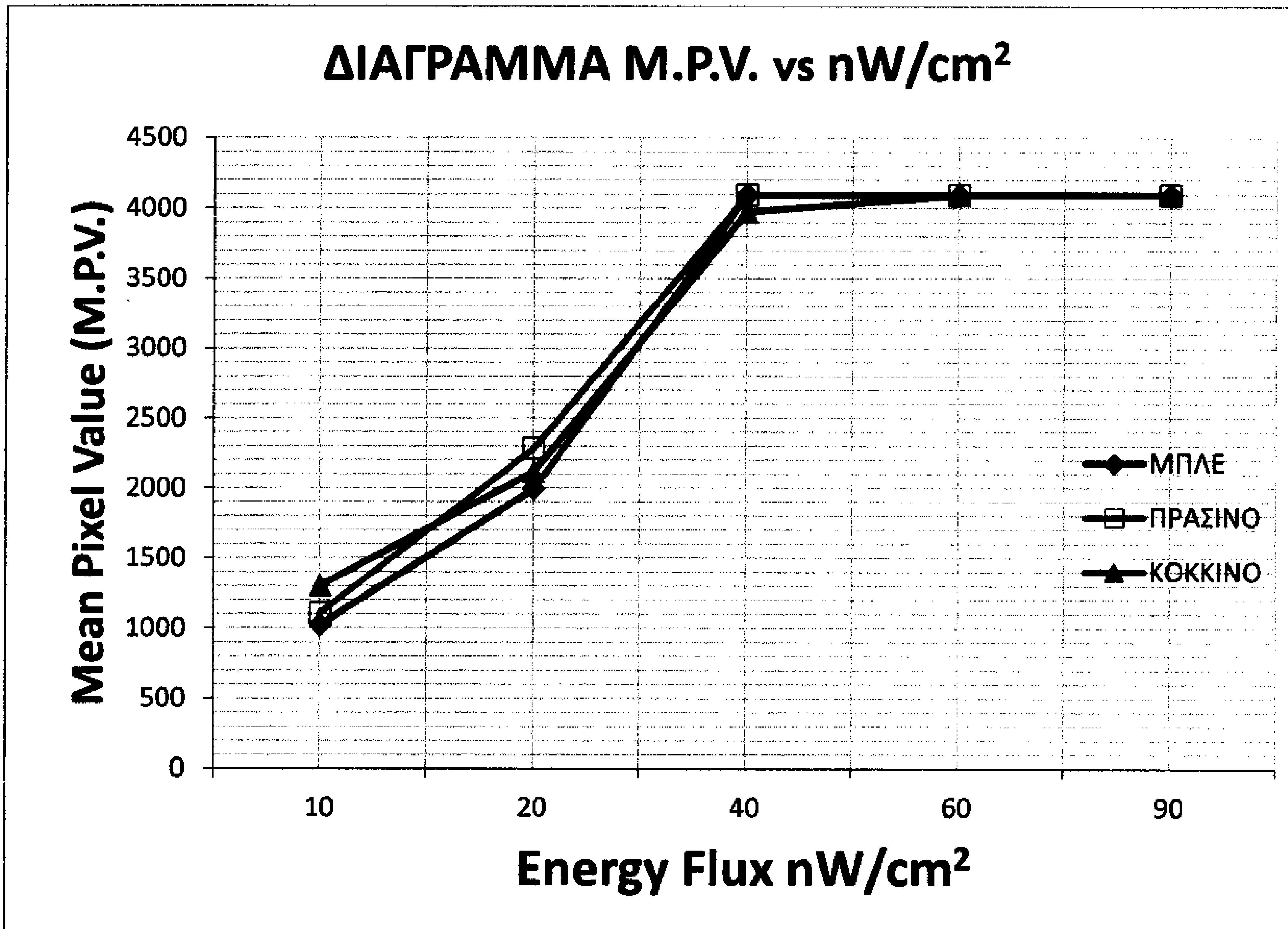
Το διάγραμμα αυτό, σχήμα 6.2, προκύπτει από την επεξεργασία του Πίνακα 5.3. Όπως μπορούμε να δούμε οι τιμές για το μπλε και το πράσινο είναι πάρα μηδενικές, ίσως γιατί το σύστημά μας δεν μπορεί να ανιχνεύσει τόσο χαμηλές τιμές με αποτέλεσμα να της μηδενίζει. Το κόκκινο όμως δίνει τιμές. Αυτό ίσως να οφείλεται στο ότι η συγκεκριμένη οθόνη αποκρίνεται καλύτερα στην συγκεκριμένη μονοχρωματική ακτινοβολία, λόγω κατασκευής ή υλικών. Βέβαια αυτό είναι αρκετά παράξενο γιατί παρατηρώντας το διάγραμμα 6.1 βλέπουμε ότι το μπλε βρίσκεται στην υψηλότερη θέση και έτσι θα περιμέναμε να δούμε και το μπλε και το πράσινο πιο ψηλά απ' ότι το κόκκινο, αλλά αυτό τελικά δεν γίνεται.



Σχήμα 6.2: Διακύμανση της M.P.V. όταν προσπίπτει μονοχρωματική ακτινοβολία LED.

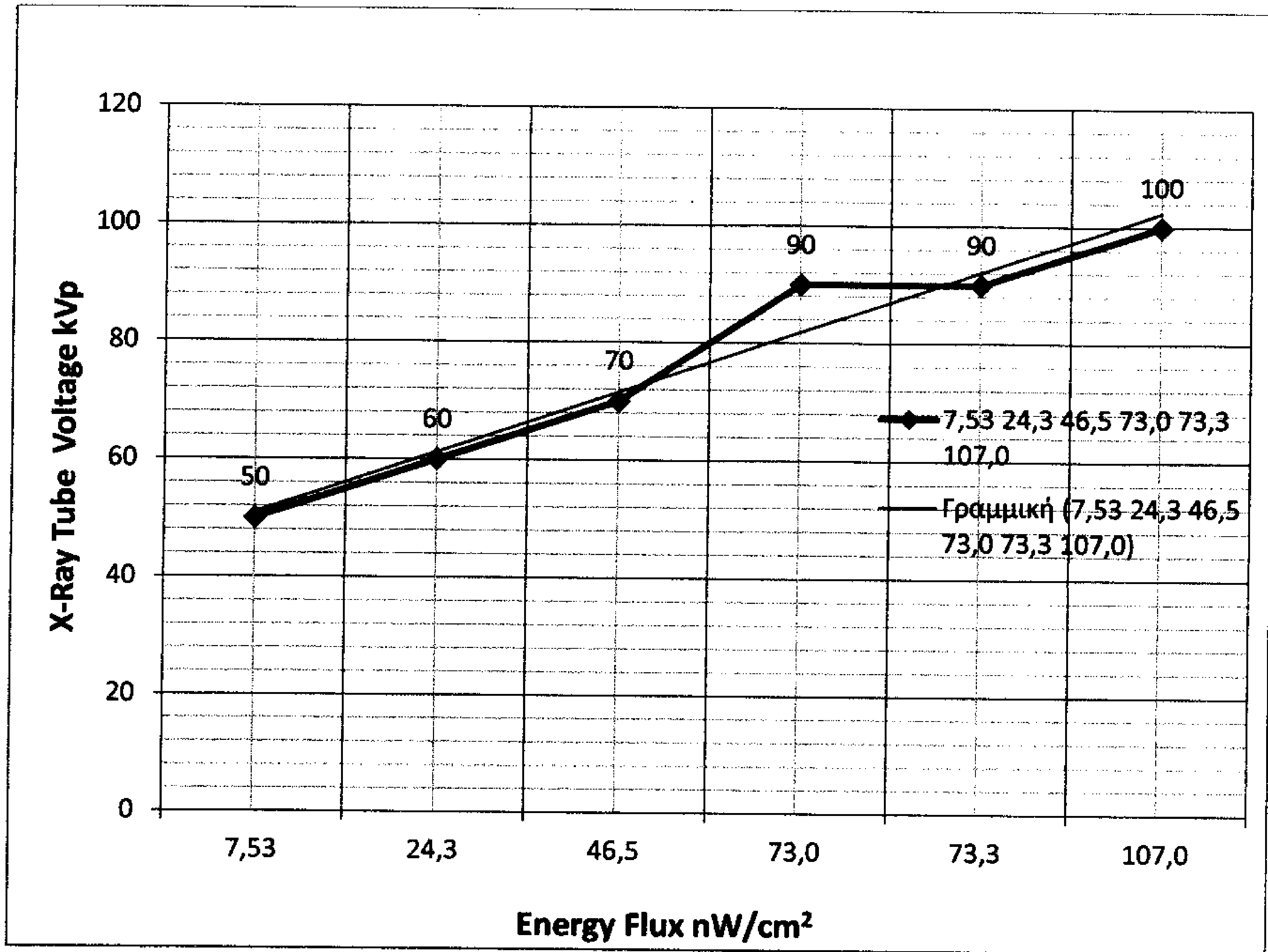
Στο διάγραμμα αυτό φαίνεται ότι από την περιοχή των 50-55 nW/cm² φτάνει στην περιοχή του κόρου του ανιχνευτή μας για την συγκεκριμένη οθόνη Gd₂O₂S. Ακόμα βλέπουμε ότι και κάτω από την περιοχή των 20 nW/cm² περίπου δεν μπορούμε να τα αξιοποιήσουμε, γιατί σε τόσο χαμηλές ενέργειες δεν υπάρχει χρήσιμη απεικονιστική

πληροφορία. Αυτό που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε είναι η γραμμική περιοχή μεταξύ 20 nW/cm^2 και 55 nW/cm^2 .



Σχήμα 6.3: Διάγραμμα απόκρισης του ανιχνευτή CMOS χρησιμοποιώντας διαφορετικές πηγές φωτός(LED).

Στο διάγραμμα αυτό παρατηρείται η τάση που δίνεται στην κεφαλή, που κυμαίνεται από τα 50 έως τα 100kVp. Οι τιμές της Ισχύς που λήφθησαν φαίνονται στο διάγραμμα και ακολουθεί, στο σχήμα 6.4. Όπως μπορούμε να δούμε και την γραμμή τάσης η οθόνη μας ακολουθεί μια σχεδόν τέλεια γραμμική περιοχή. Στην περιοχή των 90kVp παρατηρείται μια μικρή διακύμανση (απόκλιση) η οποία μπορεί να οφείλεται σε κάποια κατασκευαστική ατέλεια ή σε κάποια απόκλιση του συστήματός μας. Ίσως αν παίρναμε περισσότερες τιμές, δηλαδή με μικρότερα βήματα να είχαμε και καλύτερη ή έστω απόκριση με μικρότερη κορυφή.

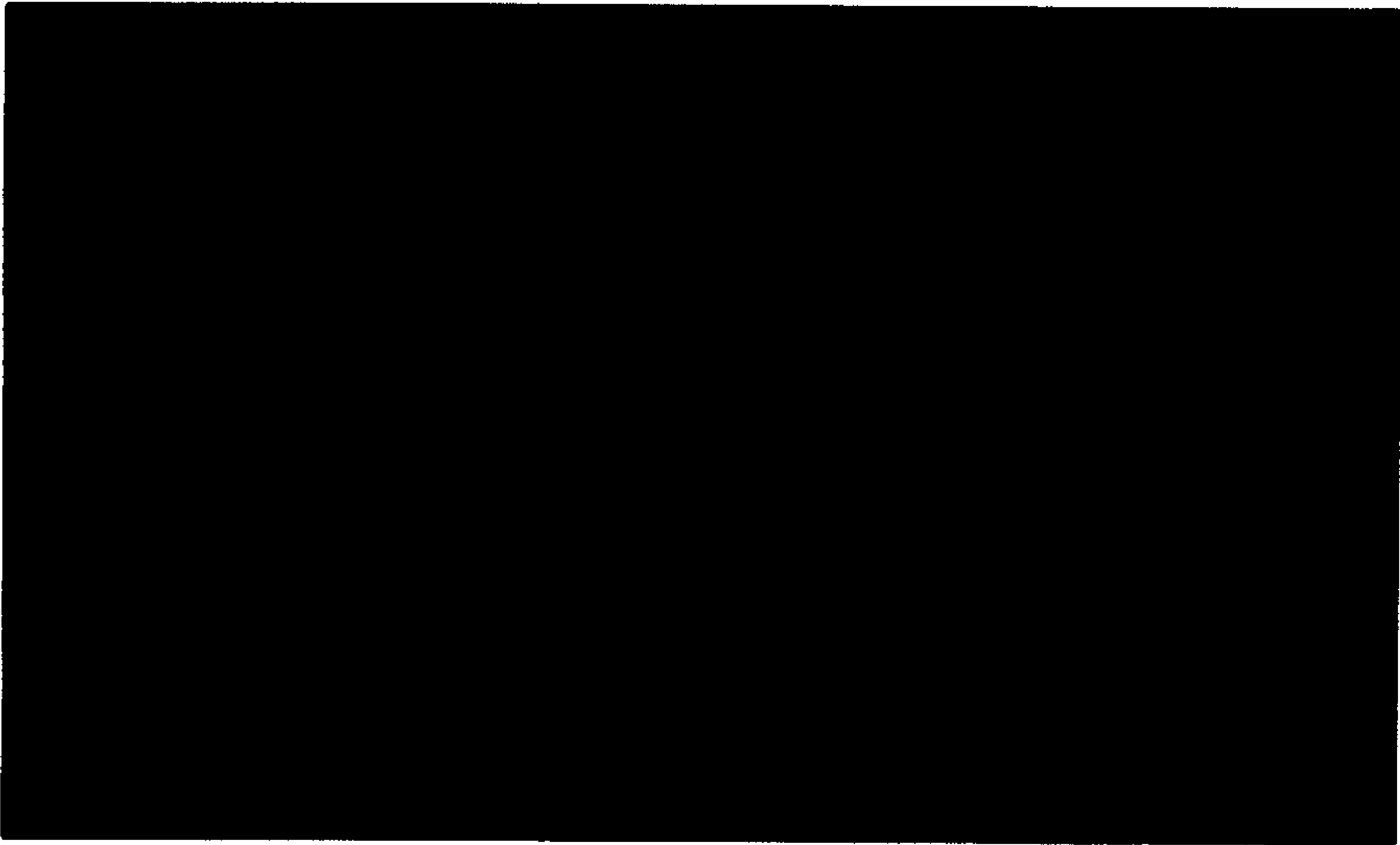


Σχήμα 6.4: Αποδοτικότητα της οθόνης του ανιχνευτή υπό διάφορες τιμές τάσης.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α – ΕΙΚΟΝΕΣ

Εικόνες για την εξαγωγή του MPV από τον ανιχνευτή. Οι εικόνες δημιουργήθηκαν από πηγές LED στο μπλε, πράσινο και κόκκινο χρώμα σε διάφορες εντάσεις ρεύματος και ενέργειας.

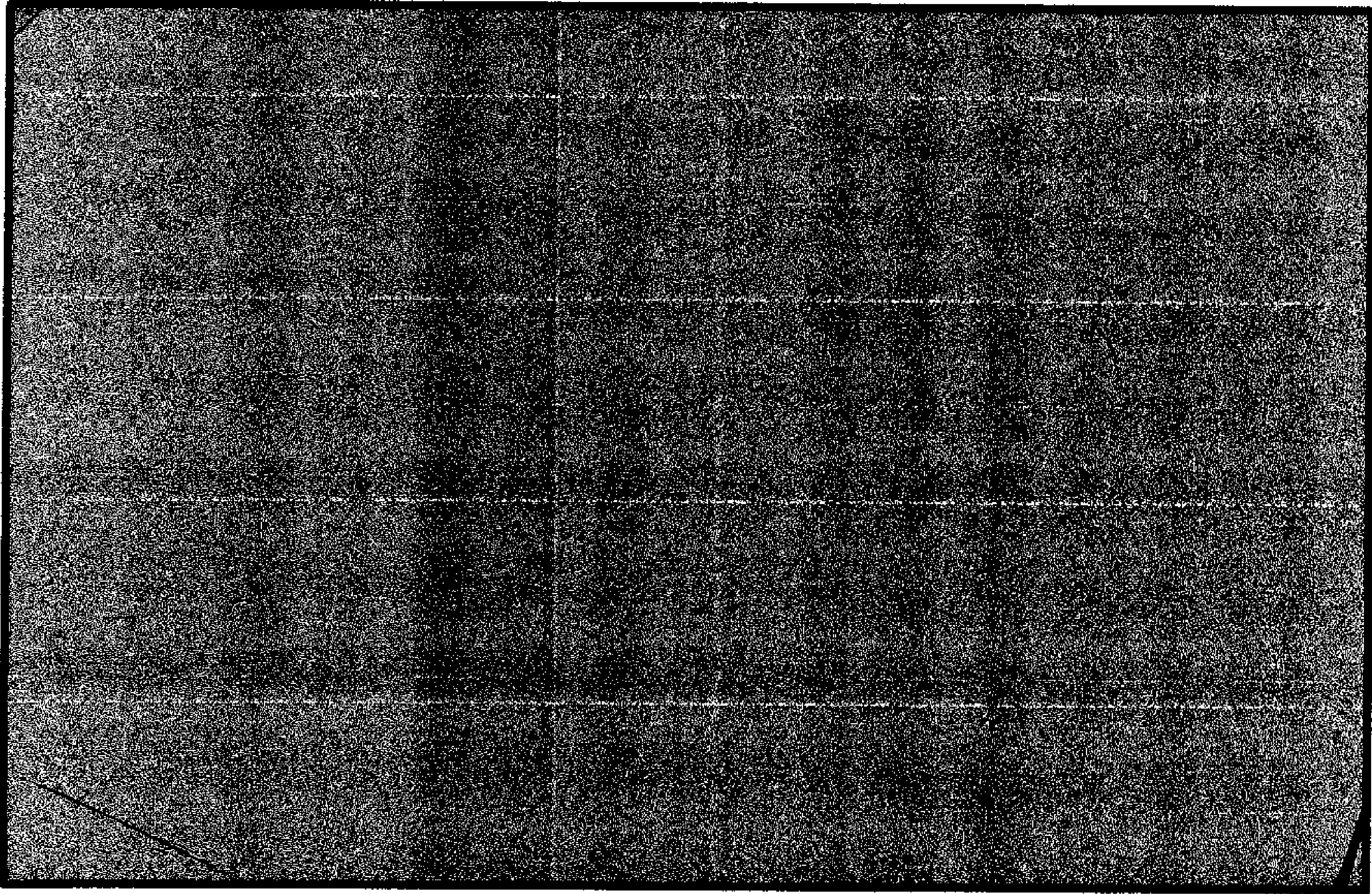
Blue: 0.155mA, 10nW



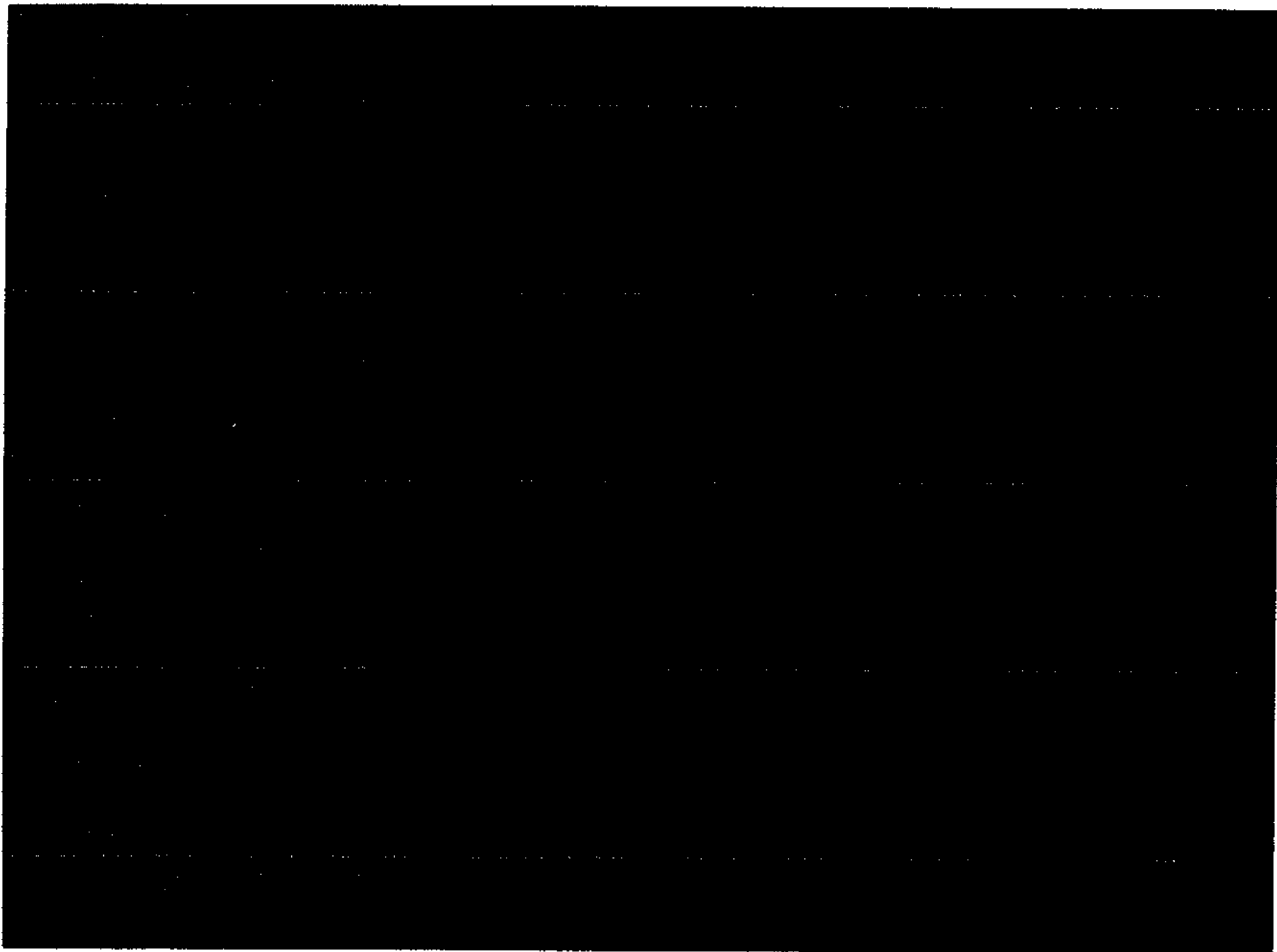
Blue: 0.258mA, 20nW



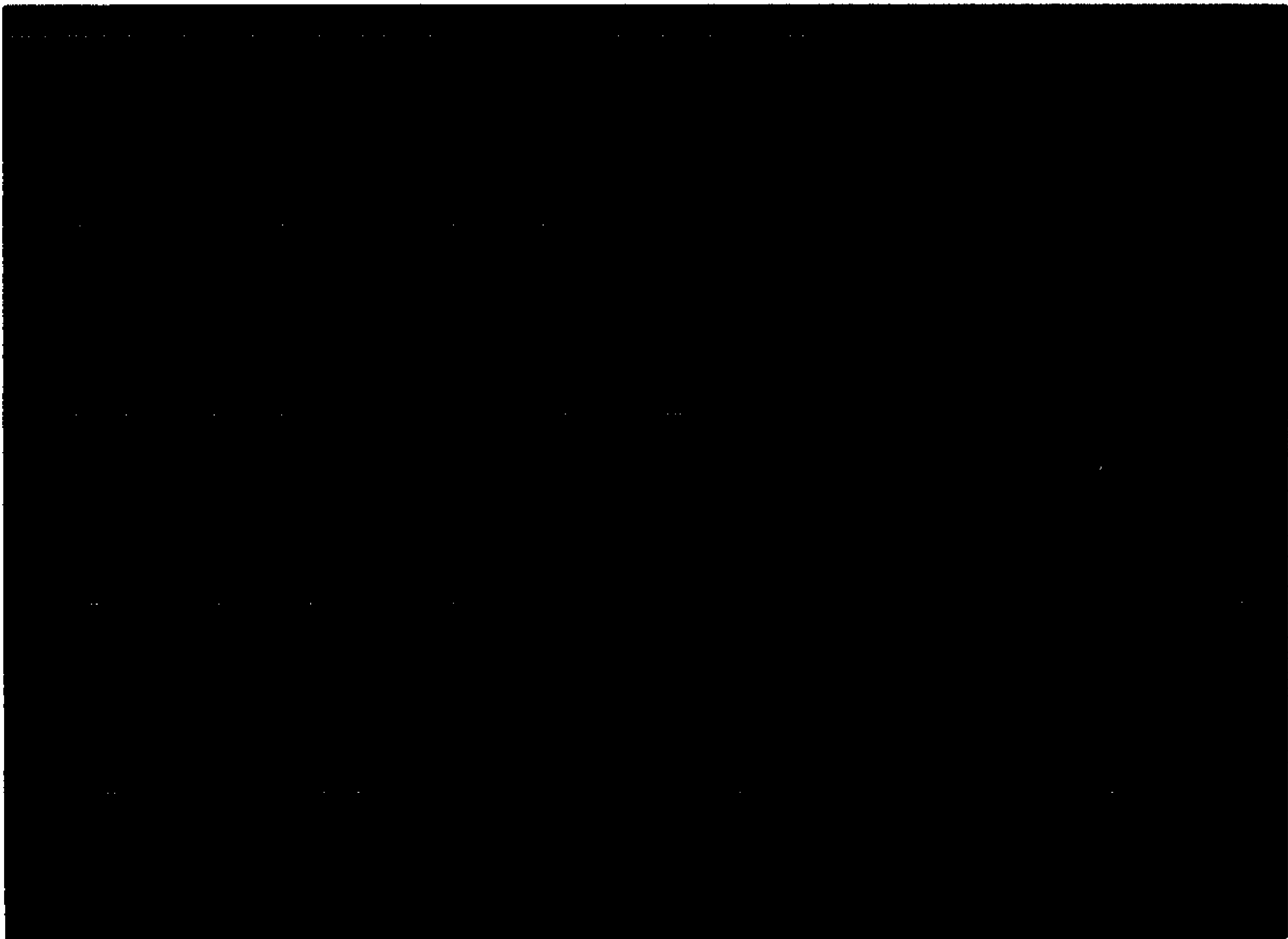
Blue: 0.489mA, 40nW



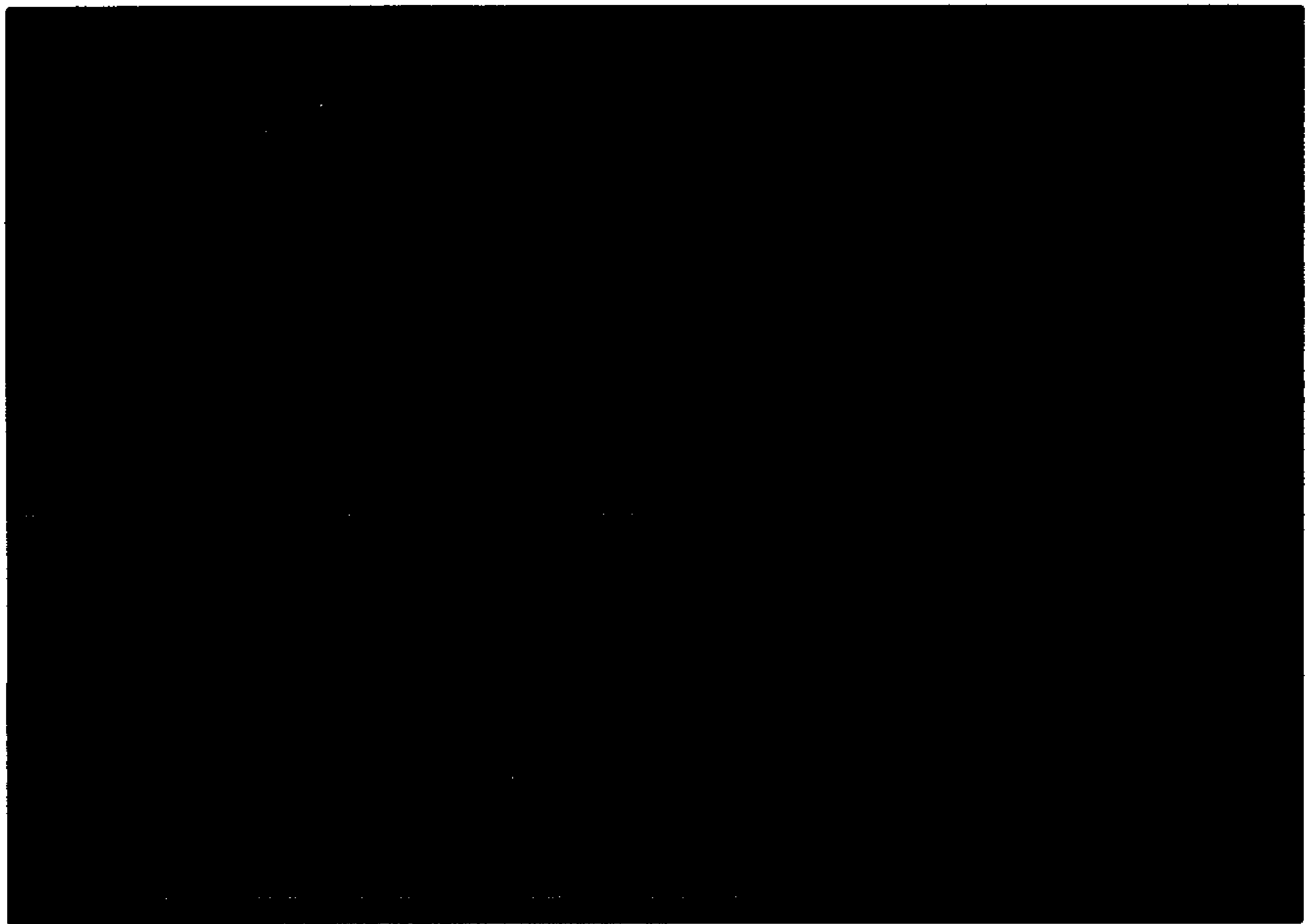
Blue: 0.698mA, 60nW



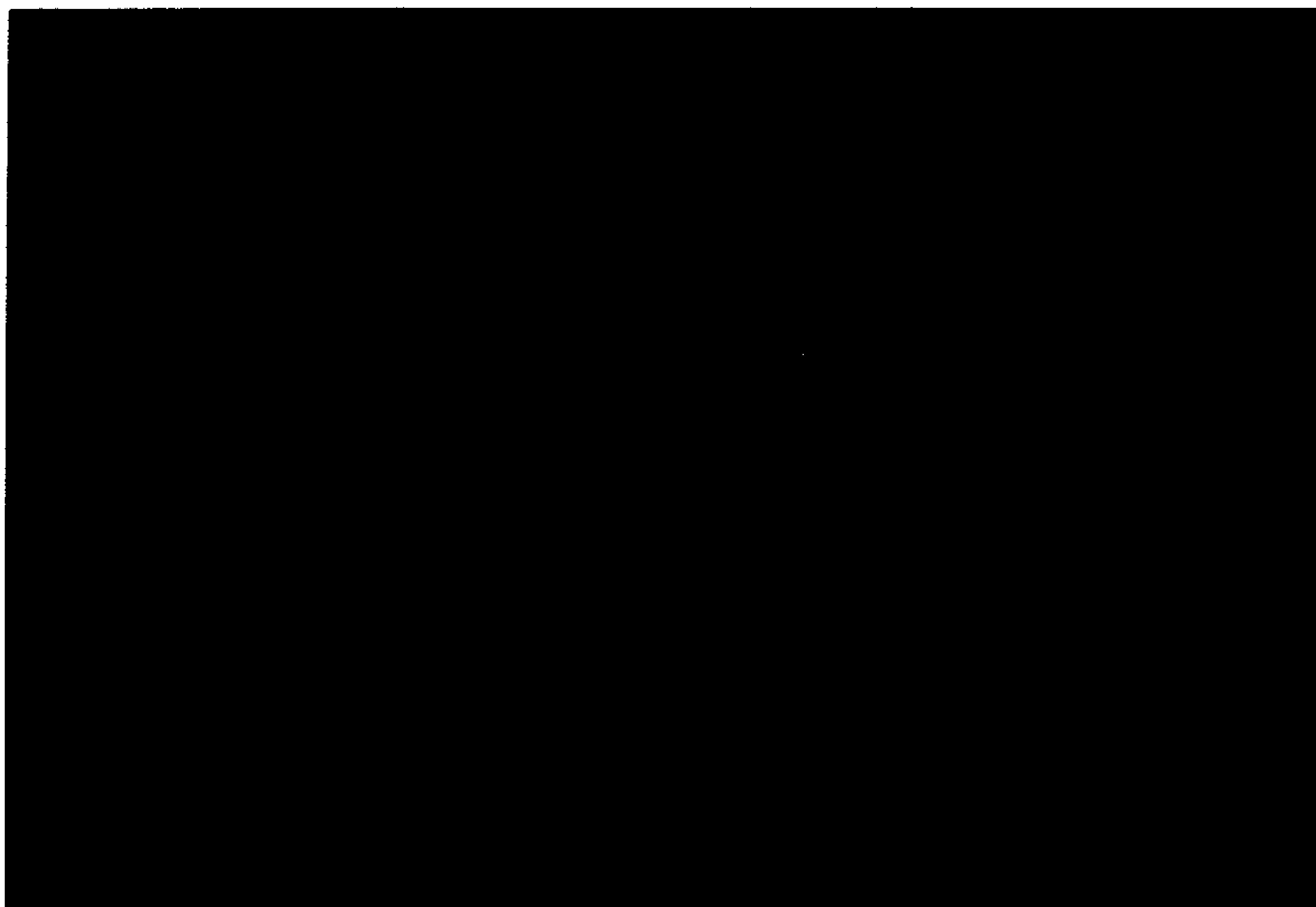
Blue: 1.008mA, 90nW



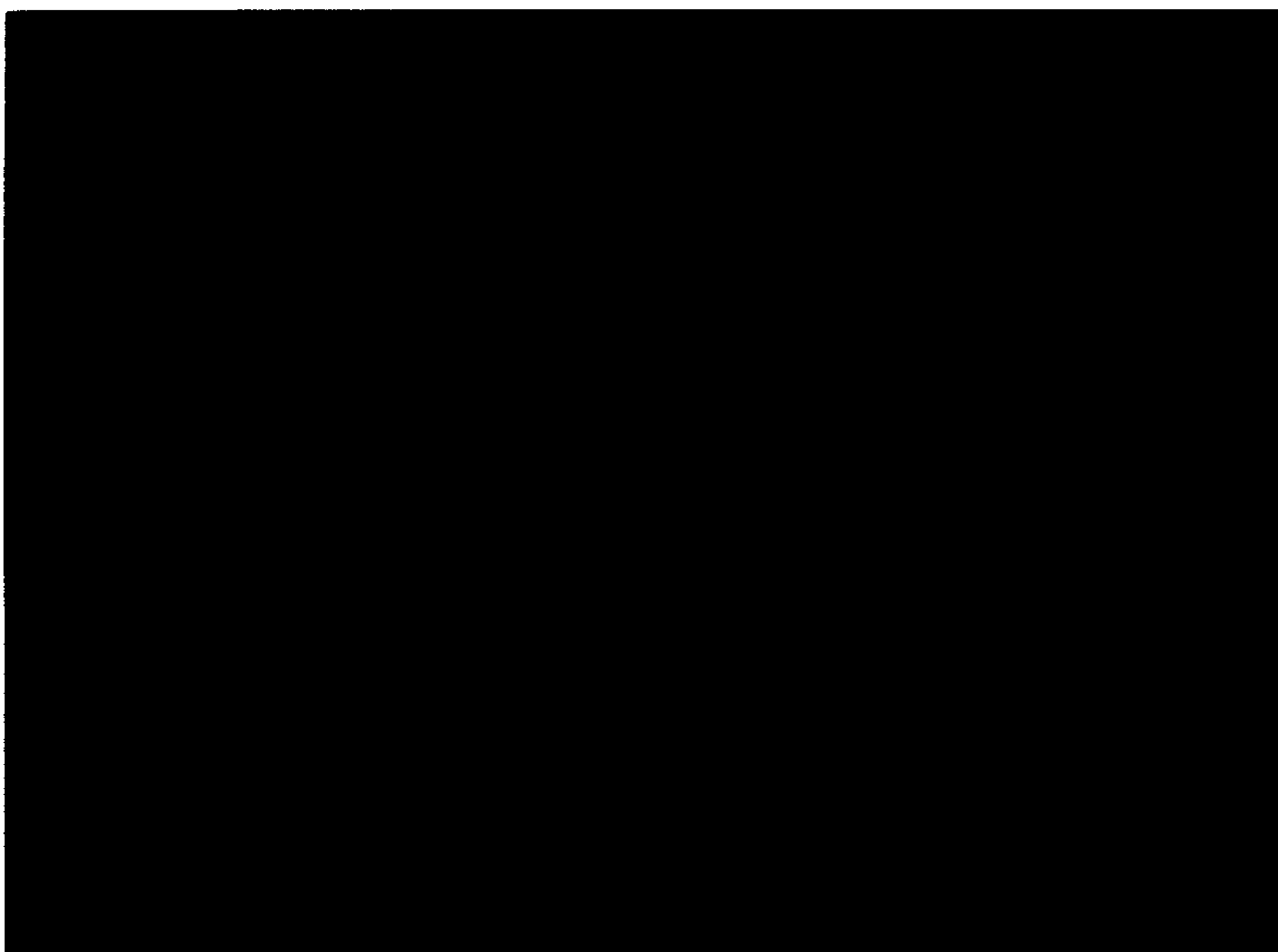
Green: 0.126mA, 10nW



Green: 0.236mA, 20nW



Green: 0.468mA, 40nW



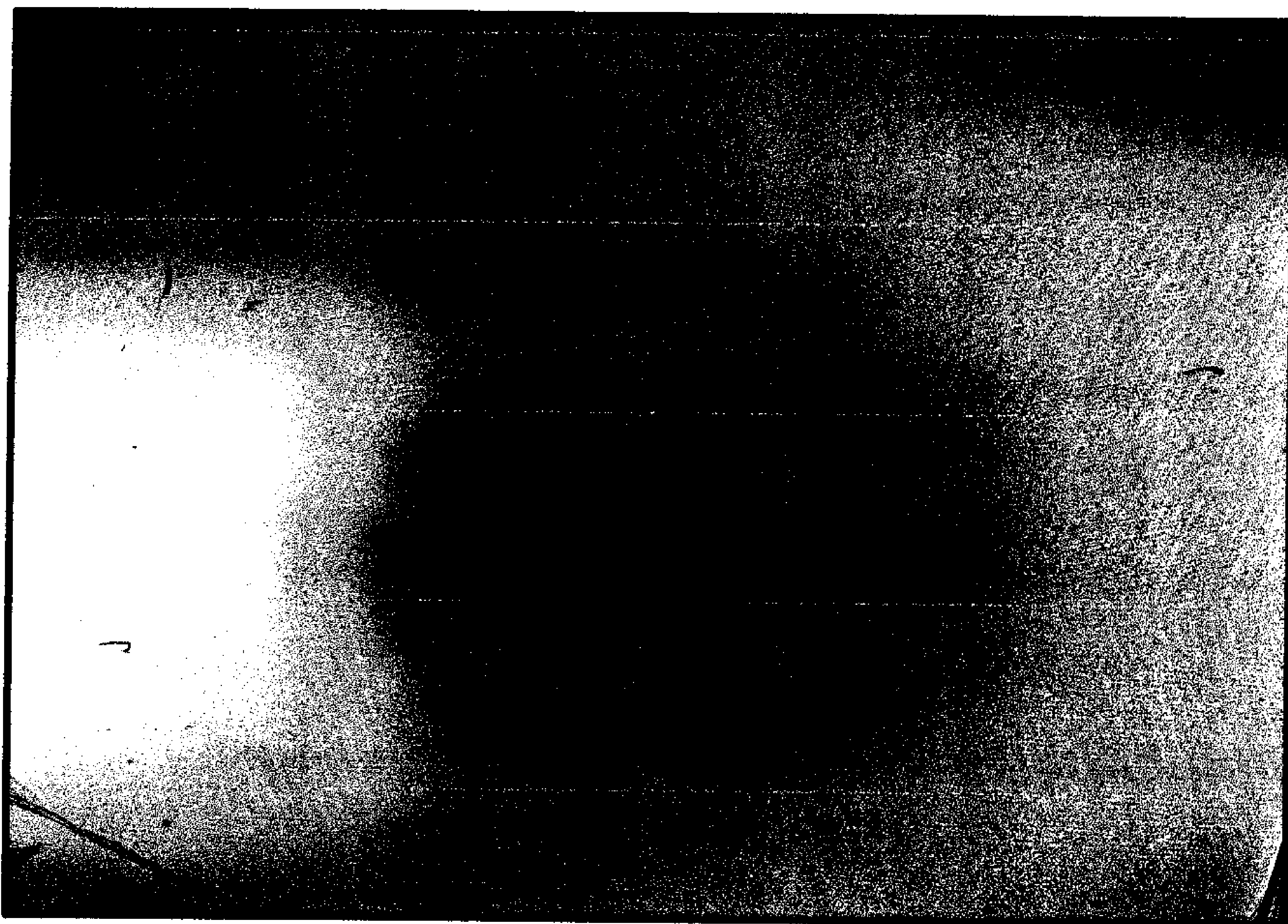
Green: 0.730mA, 60nW



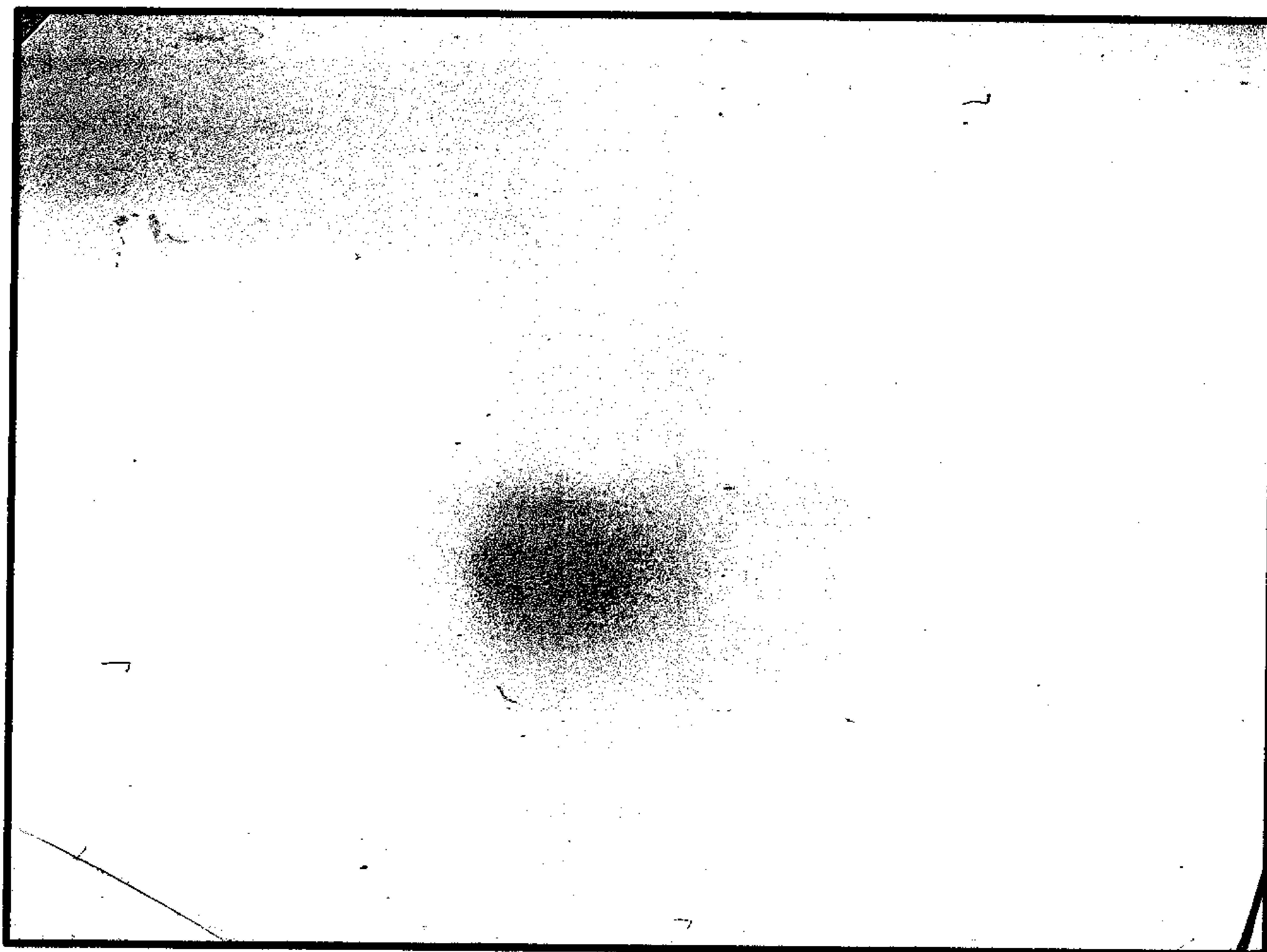
Green: 1.153mA, 90nW



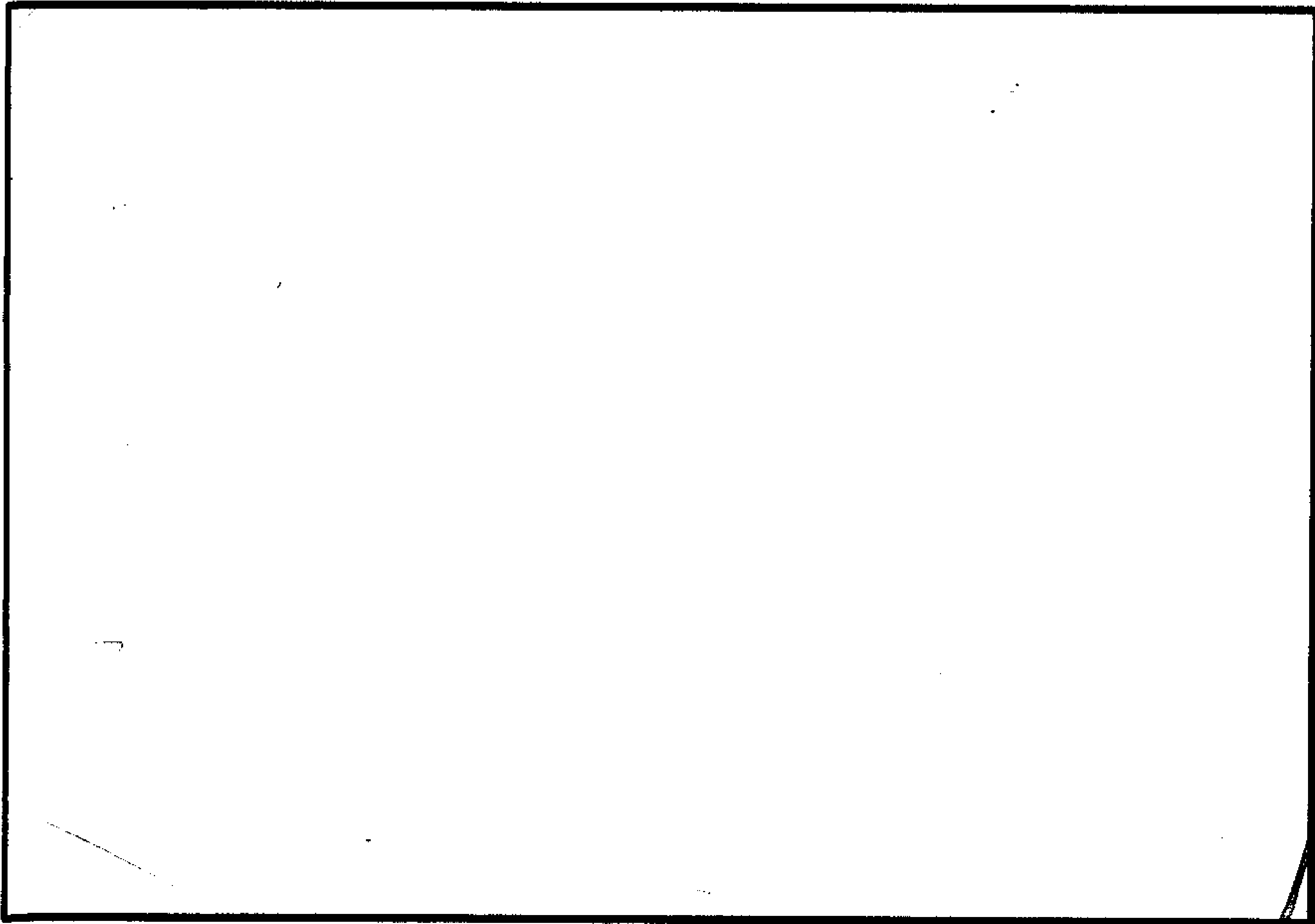
Red: 2.02mA, 10nW



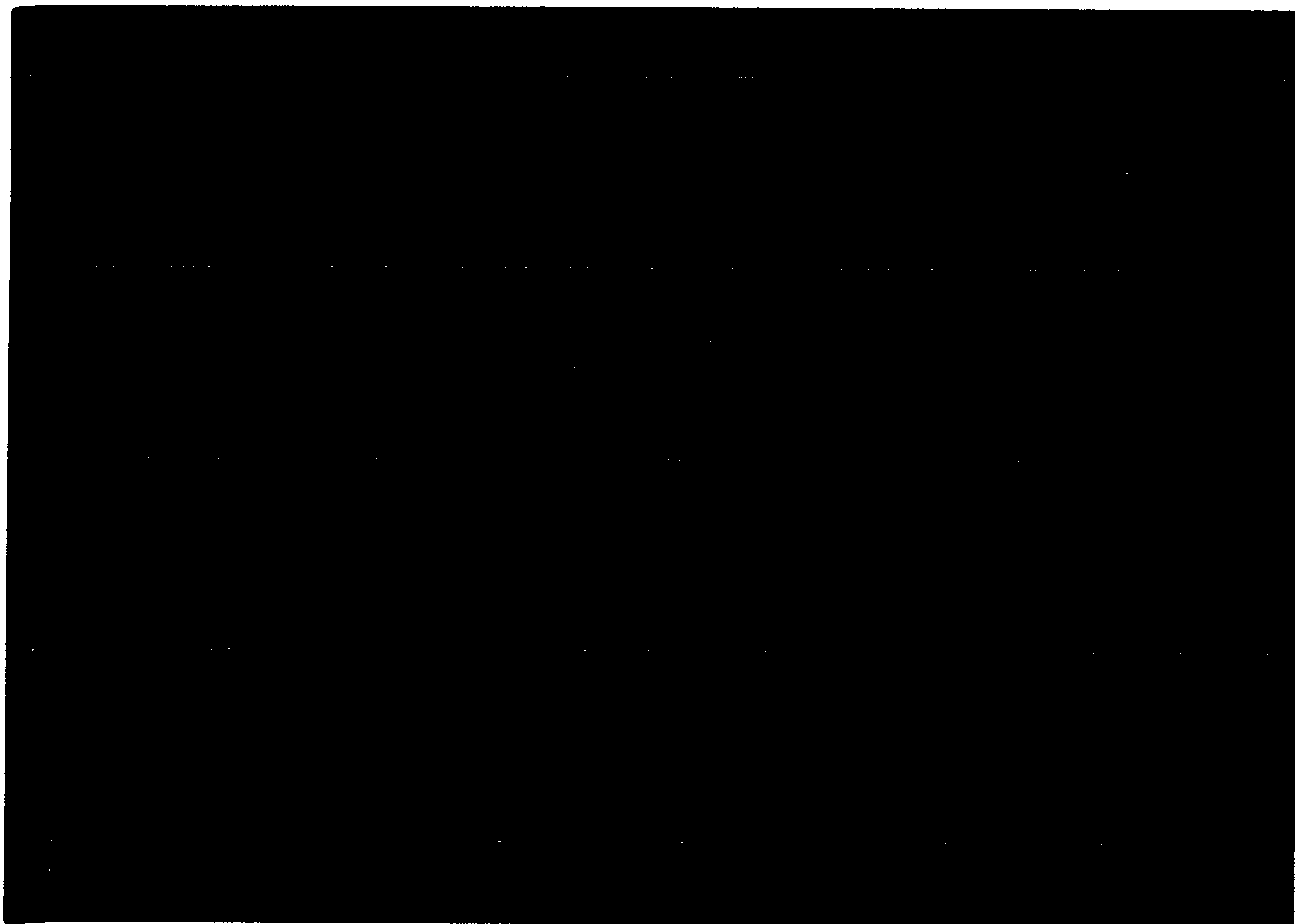
Red: 3.25mA, 20nW



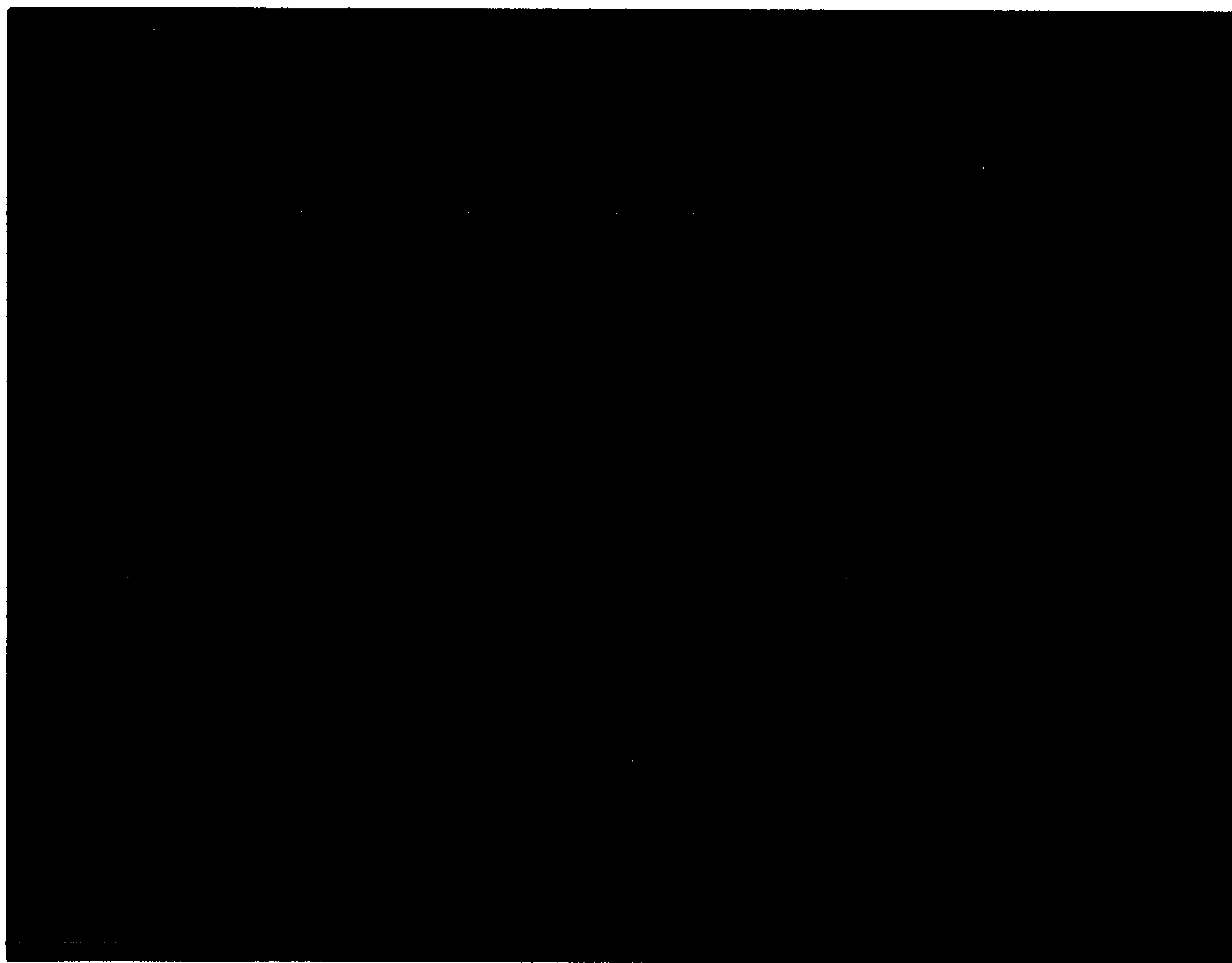
Red: 6.04mA, 40nW



Red: 9.15mA, 60nW



Red: 12.2mA, 90nW



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β – ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ

Κατά την διάρκεια εκπόνησης αυτής της μελέτης παρήχθησαν αποτελέσματα τα οποία χρησιμοποιήθηκαν στην εξής δημοσίευση:

Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Συνέδρια

1. **Panagiotis Kortidis, Ioannis Stathopoulos, George Fountos, Christos Michail, Nektarios Kalyvas, Ioannis Kandarakis and Ioannis Valais «CMOS Detector Calibration using Light Sources», Workshop on Bio-Medical Instrumentation and related Engineering and Physical Sciences, 6 July 2012, Athens.**

ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΕΣ

- CMOS – Complementary Metal Oxide Semiconductor
- QDE – Quantum Detection Efficiency
- EAE – Energy Absorptions Efficiency
- SNR – Signal to Noise Ratio
- NEQ – Noise Equivalent Quanta
- DQE – Detective Quantum Efficiency
- AE – Absolute Efficiency
- EM – Efficiency Units
- ICE – Intrinsic Conversion Efficiency
- LTF – Light Transmission Efficiency
- EE – Effective Efficiency
- XLE – Correlation Coefficient in Light
- DOQ – Digital Orthophoto Quadrangle
- PMT – Photomultiplier Tubes
- CCD – Charge Coupled Device
- AMFPI – Active Matrix Flat Panel Imagers
- HSF – High Spatial Frequency
- MTF – Modulation Transfer Function
- S/H – Sample and Hold Circuit
- CDS – Correlated Double Sampling
- IR – Infrared
- PD – Photo detection
- PG – Photo gate
- PTr – Photo Transistor
- APD – Avalanche Photo Detection
- PCD – Photo Conductive Detectors
- BTBT – Band to Band Tunneling
- TAT – Trap Assisted Tunneling
- BiCMOS – Bipolar Complementary Metal Oxide Semiconductor
- LAN – Local Area Network
- TOF – Time of Flight
- FPN – Fixed Pattern Noise
- BJT – Bipolar Junction Transistor
- DC – Direct Current
- ROC – Read Out Circuitry
- MSM – Metal Semiconductor Metal
- MOSFET ή MOS – Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
- BPD – Buried Photodiode
- PPD – Pinned Photodiode
- APS – Active Pixel Sensor
- PPS – Passive Pixel Sensor
- DRAM – Dynamic Random Access Memory
- FF – Fill Factor
- TSL – Transversal Signal Line
- DR – Dynamic Range
- FD – Floating Diffusion
- VGA – Video Graphic Array
- SF – Source Follower
- ADC – Analog to Digital Converter
- QVGA – Quarter Video Graphics Array
- CIF – Common Intermediate Format
- PMOSFET – Contain Electron MOSFET
- NMOSFET – Contain Holes MOSFET
- CR – Computing Radiography
- RBG – Red Blue Green
- W-White
- MPV – Mean Pixel Value
- POI – Point Of Interest
- LED – Light Emitting Diode

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ - ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Κανδαράκης Ι. (2007). «Ακτινοδιαγνωστική». Αθήνα: Αράκυνθος.
2. Κανδαράκης Ι. (2007). «Πυρηνική Ιατρική». Αθήνα: Αράκυνθος.
3. Τσαμούταλος Κ., Σαράντης Π. : 'Έγχρωμη τηλεόραση', (Α. Σταμούλης, Αθήνα, 1995)
4. Boone J.M., Seibert J.A (1997). «An accurate method for computer-generating tungsten anode x-ray spectra from 30 to 140 kV», Med. Phys. 24, 1661- 1670.
5. Hubbell J.H. (1999). «Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context». Phys. Med. Biol., 44, R1-R22.
6. Boone J.M. (2000). «X-ray production, interaction and detection in diagnostic imaging» in Handbook of Medical Imaging, Vol. 1, Physics and Psychophysics, edited by Beytel L., Kundel H.L., Van Metter R.L. Bellingham: SPIE.
7. Κωνσταντινίδης, Α. (2005). «Πειραματική μελέτη των χαρακτηριστικών εκπομπής και θεωρητική διερεύνηση του λόγου σήματος προς θόρυβο της απορροφούμενης ακτινοβολίας σε μονοκρυσταλλικούς σπινθηριστές και σε σπινθηριστές κοκκώδους μορφής για εφαρμογές ιατρικής απεικόνισης». Αθήνα.
8. Γεωργούσης Μ., Σεφέρης Ι. (2009). «Μελέτη ιδιοτήτων φωσφόρων – σπινθηριστών. Εφαρμογή στον σπινθηριστή $Gd_2O_2S:Tb$ ». Αθήνα
9. Boone J.M., Fewell T.R., Jennings R. J.(1997). «Molybdenum, rhodium, and tungsten anode spectral models using interpolating polynomials with application to mammography», Med. Phys. 24, 1863-1874.
10. Hubbell J.H., Seltzer S.M. (1995). «Tables of X-ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 KeV to 20 MeV for Elements Z=1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest» (NISTIR 5632, Gaithersburg).
11. Cahn R. N., Cederström B., Danielson M., Hall A., Lundqvist M. and Nygren D. (1999). «Detective quantum efficiency dependence on x-ray energy weighting in mammography», Med. Phys., 26, 2680-2683.
12. Cunningham J.R., Johns H.E.(1983). «The physics of Radiology, Fourth Edition» (Charles C Thomas, Springfield).
13. E.D. Palik. (1977). «Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press», New York.
14. S.E. Swirhun, H.-H. Kwark, and R.M. (1986). «Swanson. Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narrowing in heavily doped p-type silicon». In Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM).
15. J. del Alamo, S. Swirhun, and R.M. Swanson. (1985). «Measuring and modeling minority carrier transport in heavily doped silicon». Solid-State Electronic.

16. J. del Alamo, S. Swirhun, and R.M. Swanson. (1985). «Simultaneous measurement of hole lifetime, hole mobility and bandgap narrowing in heavily doped n-type silicon». In Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM).
17. E.D. Palik. (1977). «Handbook of Optical Constants of Solids». Academic Press, New York.
18. S.G. Chamberlain, D.J. Roulston, and S.P. Desai. (1978). «Spectral Response Limitation Mechanisms of a Shallow Junction n⁺-p Photodiode». IEEE J. Solid-State Circuits, SC-13(1):167–172.
19. Murakami, T. Nakano, K. Hatano, Y. Nakashiba, M. Furumiya, T. Nagata, H. Utsumi, S. Uchida, K. Arai, N. Mutoh, A. Kohno, N. Teranishi, and Y. Hokari. (1999). «New Technologies of Photo-Sensitivity Improvement and VOD Shutter Voltage Reduction for CCD Image Sensors». In Proc. SPIE, volume 3649, pages 14–21, San Jose, CA.
20. S.M. Sze. (1981). «Physics of Semiconductor Devices». John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, 1981.
21. N.V. Loukianova, H.O. Folkerts, J.P.V. Maas, D.W.E. Verbugt, A.J. Mierop, W. Hoekstra, E. Roks, and A.J.P. Theuwissen. (2003). «Leakage current modeling of test structures for characterization of dark current in CMOS image sensors». IEEE Trans. Electron Devices, 50(1):77–83.
22. B. Pain, T. Cunningham, B. Hancock, C. Wrigley, and C. Sun. Excess Noise and Dark Current Mechanism in CMOS Imagers. (2005) «In IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors», pages 145–148, Karuizawa, Japan.
23. A.S. Grove. (1967). «Physics and Technology of Semiconductor Devices». John Wiley & Sons, Inc., New York, NY.
24. G.A.M. Hurkx, H.C. de Graaff, W.J. Kloosterman, and M.P.G. Knuvers. (1992). «A new analytical diode model including tunneling and avalanche breakdown». IEEE Trans. Electron Devices, 39(9):2090–2098.
H.O. Folkerts, J.P.V. Maas, D.W.E. Vergugt, A.J. Mierop, W. Hoekstra, N.V. Loukianova, and E. Rocks. (2003). «Characterization of Dark Current in CMOS Image Sensors». In IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors, Elmau, Germany.
25. J. Singh. (1995). «Semiconductor Optoelectronics: Physics and Technology». McGraw-Hill, Inc., New York.
26. V. Brajovic, K. Mori, and N. Jankovic. (2001). «100frames/s CMOS Range Image Sensor». In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 256–257.
27. J. Singh. Semiconductor Optoelectronics: Physics and Technology. McGraw-Hill, nc., New York, NY, 1995. Y. Takiguchi, H. Maruyama, M. Kosugi, F. Andoh, T. Kato, K. Tanioka, J. Yamazaki, K. Tsuji, and T. Kawamura. A CMOS Imager Hybridized to an Avalanche Multiplied Film. IEEE Trans. Electron Devices, 44(10):1783–1788, October 1997.
28. J.C. Jackson, P.K. Hurley, A.P. Morrison, B. Lane, and A. Mathewson. Comparing Leakage Currents and Dark Count Rates in Shallow Junction Geiger-Mode valanche Photodiodes. Appl. Phys. Lett., 80(22):4100–4102, June 2002.

29. J. C. Jackson, A. P. Morrison, D. Phelan, and A. Mathewson. A Novel Silicon Geiger-Mode Avalanche Photodiode. In Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM), December 2002.
30. J. C. Jackson, D. Phelan, A. P. Morrison, M. Redfern, and A. Mathewson. Towards integrated single photon counting arrays. *Opt. Eng.*, 42(1):112–118, January 2003.
31. A.M. Moloney, A.P. Morrison, J.C. Jackson, A. Mathewson, J. Alderman, J. Donnelly, B. O'Neill, A.-M. Kelleher, G. Healy, and P.J. Murphy. Monolithically Integrated Avalanche Photodiode and Transimpedance Amplifier in a Hybrid Bulk/SOI CMOS Process. *Electron. Lett.*, 39(4):391–392, February 2003.
32. J. C. Jackson, J. Donnelly, B. O'Neill, A-M. Kelleher, G. Healy, A. P. Morrison, and A. Mathewson. Integrated Bulk/SOI APD Sensor: Bulk Substrate Inspection with Geiger-Mode Avalanche Photodiodes. *Electron. Lett.*, 39(9):735–736, May 2003.
33. Rochas, A.R. Pauchard, P.-A. Besse, D. Pantic, Z. Prijic, and R.S. Popovic. Low-Noise Silicon Avalanche Photodiodes Fabricated in Conventional CMOS Technologies. *IEEE Trans. Electron Devices*, 49(3):387–394, March 2002.
34. A. Rochas, M. Gosch, A. Serov, P.A. Besse, R.S. Popovic, T. Lasser, and R. Rigler. First Fully Integrated 2-D Array of Single-Photon Detectors in Standard CMOS Technology. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 15(7):963–965, July 2003.
35. C. Niclass, A. Rochas, P.-A. Besse, and E. Charbon. Toward a 3-D Camera Based on Single Photon Avalanche Diodes. *IEEE Selected Topic Quantum Electron.*, 2004.
36. C. Niclass, A. Rochas, P.-A. Besse, and E. Charbon. Design and Characterization of a CMOS 3-D Image Sensor Based on Single Photon Avalanche Diodes. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 40(9):1847–1854, September 2005.
37. S. Bellis, R. Wilcock, and C. Jackson. Photon Counting Imaging: the DigitalAPD. In *SPIE-IS&T Electronic Imaging: Sensors, Cameras, and Systems for Scientific/Industrial Applications VII*, volume 6068, pages 60680D–1–D–10, San Jose, CA, January 2006.
38. C.J. Stapels, W.G. Lawrence, F.L. Augustine, and J.F. Christian. Characterization of a CMOS Geiger Photodiode Pixel. *IEEE Trans. Electron Devices*, 53(4):631–635, April 2006.
39. M. Kubota, T. Kato, S. Suzuki, H. Maruyama, K. Shidara, K. Tanioka, K. Sameshima, T. Makishima, K. Tsuji, , T. Hirai, and T. Yoshida. Ultra high sensitivity newsuper-HARP camera. *IEEE Trans. Broadcast.*, 42(3):251–258, September 1996.
40. T. Watabe, M. Goto, H. Ohtake, H. Maruyama, M. Abe, K. Tanioka, and N. Egami. New signal readout method for ultra high-sensitivity CMOS image sensor. *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(1):63–69, January 2003.
41. S. Aihara, Y. Hirano, T. Tajima, K. Tanioka, M. Abe, N. Saito, N. Kamata, and D. Terunuma. Wavelength selectivities of organic photoconductive films: Dye-doped polysilanes and zinc phthalocyanine/tris-8-hydroxyquinoline aluminum double layer. *Appl. Phys. Lett.*, 82(4):511–513, January 2003.
42. T. Watanabe, S. Aihara, N. Egami, M. Kubota, K. Tanioka, N. Kamata, and D. Terunuma. CMOS Image Sensor Overlaid with an Organic Photoconductive Film. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 48–51, Karuizawa, Japan, June 2005.
43. S. Takada, M. Ihama, and M. Inuiya. CMOS Image Sensor with Organic Photoconductive Layer Having Narrow Absorption Band and Proposal of Stack Type Solid-State Image Sensors. In *Proc. SPIE*, volume 6068, pages 60680A–1–A8, San Jose, CA, January 2006.

44. J. Burm, K.I. Litvin, D.W. Woodard, W.J. Schaff, P. Mandeville, M.A. Jaspán, M.M. Gitin, and L.F. Eastman. High-frequency, high-efficiency MSM photodetectors. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31(8):1504–1509, August 1995.
45. K. Tanaka, F. Ando, K. Taketoshi, I. Ohishi, and G. Asari. Novel Digital Photosensor Cell in GaAs IC Using Conversion of Light Intensity to Pulse Frequency. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 32(11A):5002–5007, November 1993.
46. E. Lange, E. Funatsu, J. Ohta, and K. Kyuma. Direct image processing using arrays of variable-sensitivity photodetectors. In *Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC)*, pages 228–229, February 1995.
47. H.-B. Lee, H.-S. An, H.-I. Cho, J.-H. Lee, and S.-H. Hahm. UV photoresponsive characteristics of an n-channel GaN Schottky-barrier MISFET for UV image sensors. *IEEE Electron Device Lett.*, 27(8):656–658, August 2006.
48. G.P. Weckler. Operation of p-n Junction Photodetectors in a Photon Flux Integration Mode. *IEEE J. Solid-State Circuits*, SC-2(3):65–73, September 1967.
49. M. Abe. Image sensors and circuit technologies. In T. Enomoto, editor, *Video/Image LSI System Design Technology*, pages 208–248. Corona Pub., Co. Ltd., Tokyo, Japan, 2003. In Japanese.
50. N. Teranishi, A. Kohono, Y. Ishihara, E. Oda, and K. Arai. No image lag photodiode structure in the interline CCD image sensor. In *Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 324–327, 1982.
51. B.C. Burkey, W.C. Chang, J. Littlehale, T.H. Lee, T.J. Tredwell, J.P. Lavine, and E.A. Trabka. The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor. In *Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 28–31, 1984.
52. Inoue, H. Ihara, H. Yamashita, T. Yamaguchi, H. Nozaki, and R. Miyagawa. Low dark current pinned photo-diode for CMOS image sensor. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 25–32, Karuizawa, Japan, June 1999.
53. S. Agwani, R. Cichomski, M. Gorder, A. Niederkorn, SknowM., and K. Wanda. A 1/3" VGA CMOS Imaging System On a Chip. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 21–24, Karuizawa, Japan, June 1999.
54. K. Yonemoto and H. Sumi. A CMOS image sensor with a simple fixed pattern-noise-reduction technology and a hole accumulation diode. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 2000.
55. R.M. Guidash, T.-H. Lee, P.P.K. Lee, D.H. Sackett, C.I. Drowley, M.S. Swenson, L. Arbaugh, R. Hollstein, F. Shapiro, and S. Domer. A 0.6 μm CMOS pinned photodiode color imager technology. In *Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 927–929, December 1997.
56. N. Koike, I. Takemoto, K. Satoh, S. Hanamura, S. Nagahara, and M. Kubo. MOS Area Sensor: Part I — Design Consideration and Performance of an npn Structure 484×384 Element Color MOS Imager. *IEEE Trans. Electron Devices*, 27(8):1682–1687, August 1980.
57. S. Ohba, M. Nakai, H. Ando, S. Hanamura, S. Shimada, K. Satoh, K. Takahashi, M. Kubo, and T. Fujita. MOS Area Sensor: Part II—Low-Noise MOS Area Sensor with Antiblooming Photodiodes. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 15(4):747–752, August 1980.
58. M. Aoki, H. Ando, S. Ohba, I. Takemoto, S. Nagahara, T. Nakano, M. Kubo, and T. Fujita. 2/3-Inch Format MOS Single-Chip Color Imager. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 17(2):375–380, April 1982.

59. M. Noda, T. Imaide, T. Kinugasa, and R. Nishimura. A Solid State Color Video Camera with a Horizontal Readout MOS Imager. *IEEE Trans. Consumer Electron.*, CE-32(3):329–336, August 1986.
60. S. Miyatake, M. Miyamoto, K. Ishida, T. Morimoto, Y. Masaki, and H. Tanabe. Transversal-readout architecture for CMOS active pixel image sensors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(1):121–129, January 2003.
61. J.D. Plummer and J.D. Meindl. MOS electronics for a portable reading aid for the blind. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 7(2):111–119, April 1972.
62. L.J. Kozlowski, J. Luo, W.E. Kleinhans, and T. Liu. Comparison of Passive and Active Pixel Schemes for CMOS Visible Imagers. In *Proc. SPIE*, volume 3360 of *Infrared Readout Electronics IV*, pages 101–110, Orland, FL, April 1998.
63. S.E. Swirhun, H.-H. Kwark, and R.M. Swanson. Measurement of electron lifetime, electron mobility and band-gap narrowing in heavily doped p-type silicon. In *Tech. Dig. Int'l Electron Devices Meeting (IEDM)*, pages 24–27, 1986.
64. Y. Endo, Y. Nitta, H. Kubo, T. Murao, K. Shimomura, M. Kimura, K. Watanabe, and S. Komori. 4-micron pixel CMOS image sensor with low image lag and high-temperature operability. In *Proc. SPIE*, volume 5017, pages 196–204, Santa Clara, CA, January 2003.
65. I. Inoue, N. Tanaka, H. Yamashita, T. Yamaguchi, H. Ishiwata, and H. Ihara. Low-leakage-current and low-operating-voltage buried photodiode for a CMOS imager. *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(1):43–47, January 2003.
66. O. Yadid-Pecht, B. Pain, C. Staller, C. Clark, and E. Fossum. CMOS active pixel sensor star tracker with regional electronic shutter. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 32(2):285–288, February 1997.
67. L. Lindgren, J. Melander, R. Johansson, and B. Moller. A multiresolution 100-GOPS 4-Gpixels/s programmable smart vision sensor for multisense imaging. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 40(6):1350–1359, June 2005.
68. S.E. Kemeny, R. Panicacci, B. Pain, L. Matthies, and E.R. Fossum. Multiresolution Image Sensor. *IEEE Trans. Circuits & Systems Video Tech.*, 7(4):575–583, August 1997.
69. K. Salama and A. El Gamal. Analysis of active pixel sensor readout circuit. *IEEE Trans. Circuits & Systems I*, 50(7):941–945, July 2003.
70. B. Razavi. *Design of Analog CMOS Integrated Circuits*. McGraw-Hill Companies, Inc., New York, NY, 2001.
71. K. Yonemoto. *Fundamentals and Applications of CCD/CMOS Image Sensors*. CQ Pub. Co., Ltd., Tokyo, Japan, 2003. In Japanese.
72. J. Hynecek. Analysis of the photosite reset in FGA image sensors. *IEEE Trans. Electron Devices*, 37(10):2193–2200, October 1990.
73. M. Waeny, S. Tanner, S. Lauxtermann, N. Blanc, M. Willemin, M. Rechsteiner, E. Doering, J. Grupp, P. Seitz, F. Pellandini, and M. Ansorge. High sensitivity and high dynamic, digital CMOS imager. In *Proc. SPIE*, volume 406, pages 78–84, May 2001.
74. S. Smith, J. Hurwitz, M. Torrie, D. Baxter, A. Holmes, M. Panaghiston, R. Henderson, A. Murray, S. Anderson, and P. Denyer. A single-chip 306 × 244-pixel CMOS

- NTSC video camera. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 170–171, February 1998.
75. M.J. Loinaz, K.J. Singh, A.J. Blanksby, D.A. Inglis, K. Azadet, and B.D. Ackland. A 200-mW, 3.3-V, CMOS color camera IC producing 352×288 24-b video at 30 frames/s. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 33(12):2092–2103, December 1998
 76. Z. Zhou, B. Pain, and E.E. Fossum. CMOS active pixel sensor with on-chip successive approximation analog-to-digital converter. *IEEE Trans. Electron Devices*, 44(10):1759–1763, October 1997.
 77. Takayanagi, M. Shirakawa, K. Mitani, M. Sugawara, S. Iversen, J. Moholt, J. Nakamura, and E.R. Fossum. 1 1/4 inch 8.3M pixel digital output CMOS APS for UDTV application. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 216–217, February 2003.
 78. K. Chen, M. Afghani, P.E. Danielsson, and C. Svensson. PASIC: A processor- A/D converter-sensor integrated circuit. In Int'l Symp. Circuits & Systems (ISCAS), volume 3, pages 1705–1708, May 1990.
 79. T. Sugiki, S. Ohsawa, H. Miura, M. Sasaki, N. Nakamura, I. Inoue, M. Hoshino, Y. Tomizawa, and T. Arakawa. A 60 mW 10 b CMOS image sensor with column-to-column FPN reduction. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 108–109, February 2000.
 80. K. Findlater, R. Henderson, D. Baxter, J.E.D. Hurwitz, L. Grant, Y. Cazaux, F. Roy, D. Herault, and Y. Marcellier. SXGA pinned photodiode CMOS image sensor in 0.35 μm technology. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), page 218, February 2003.
 81. M. Furuta, S. Kawahito, T. Inoue, and Y. Nishikawa. A cyclic A/D converter with pixel noise and column-wise offset canceling for CMOS image sensors. In Proc. European Solid-State Circuits Conf. (ESSCIRC), pages 411–414, Grenoble, France, September 2005.
 82. S. Decker, D. McGrath, K. Brehmer, and C.G. Sodini. A 256 × 256 CMOS imaging array with wide dynamic range pixels and column-parallel digital output. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 33(12):2081–2091, December 1998.
 83. T. Komuro, I. Ishii, M. Ishikawa, and A. Yoshida. A Digital Vision Chip Specialized for High-Speed Target Tracking. *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(1):191–199, January 2003.
 84. D. Yang, B. Fowler, and A. El Gamal. A Nyquist Rate Pixel Level ADC for CMOS Image Sensors. *IEEE J. Solid-State Circuits*, 34(3):348–356, March 1999.
 85. F. Andoh, H. Shimamoto, and Y. Fujita. A Digital Pixel Image Sensor for Real-Time Readout. *IEEE Trans. Electron Devices*, 47(11):2123–2127, November 2000.
 86. M. Willemin, N. Blanc, G.K. Lang, S. Lauxtermann, P. Schwider, P. Seitz, and M. Wany. Optical characterization methods for solid-state image sensors. *Optics and Lasers Eng.*, 36(2):185–194, 2001.

87. G.R. Hopkinson, T.M. Goodman, and S.R. Prince. A guide to the use and calibration of detector array equipment. SPIE Press, Bellingham, Washington, 2004.
88. M.F. Snoeij, A. Theuwissen, K. Makinwa, and J.H. Huijsing. A CMOS Imager with Column-Level ADC Using Dynamic Column FPN Reduction. In *Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC)*, pages 2014–2023, February 2006.
89. J.E. Carnes and W.F. Kosonocky. Noise source in charge-coupled devices. *RCA Review*, 33(2):327–343, June 1972.
90. B. Pain, G. Yang, M. Ortiz, C. Wrigley, B. Hancock, and T. Cunningham. Analysis and enhancement of low-light-level performance of photodiode-type CMOS active pixel imagers operated with sub-threshold reset. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 140 – 143, Karuizawa, Japan, June 1999.
91. B. Pain, G. Yang, T.J. Cunningham, C. Wrigley, and B. Hancock. An Enhanced-Performance CMOS Imager with a Flushed-Reset Photodiode Pixel. *IEEE Trans. Electron Devices*, 50(1):48–56, January 2003.
92. B.E. Bayer. Color imaging array. US patent 3,971,065, July 1976.
93. M. Kasano, Y. Inaba, M. Mori, S. Kasuga, T. Murata, and T. Yamaguchi. A 2.0- μm Pixel Pitch MOS Image Sensor with 1.5 Transistor/Pixel and an Amorphous Si Color Filter. *IEEE Trans. Electron Devices*, 53(4):611–617, April 2006.
94. J. Nakamura, editor. *Image Sensors and Signal Processing for Digital Still Cameras*. CRC Press, Boca Raton, FL, 2005.
95. R.D. McGrath, H. Fujita, R.M. Guidash, T.J. Kenney, and W. Xu. Shared pixels for CMOS image sensor arrays. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 9–12, Karuizawa, Japan, June 2005.
96. K. Mabuchi, N. Nakamura, E. Funatsu, T. Abe, T. Umeda, T. Hoshino, R. Suzuki, and H. Sumi. CMOS image sensor using a floating diffusion driving buried photodiode. In *Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC)*, pages 112–113, February 2004.
97. M. Murakami, M. Masuyama, S. Tanaka, M. Uchida, K. Fujiwara, M. Kojima, Y. Matsunaga, and S. Mayumi. 2.8 μm -Pixel Image Sensor vMaicovicon™. In *IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices & Advanced Image Sensors*, pages 13–14, Karuizawa, Japan, June 2005.
98. Y.C. Kim, Y.T. Kim, S.H. Choi, H.K. Kong, S.I. Hwang, J.H. Ko, B.S. Kim, T. Asaba, S.H. Lim, J.S. Hahn, J.H. Im, T.S. Oh, D.M. Yi, J.M. Lee, W.P. Yang, J.C. Ahn, E.S. Jung, and Y.H. Lee. 1/2-inch 7.2M Pixel CMOS Image Sensor with 2.25 μm Pixels Using 4-Shared Pixel Structure for Pixel-Level Summation. In *Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC)*, pages 1994–2003, February 2006.
99. S. Yoshihara, M. Kikuchi, Y. Ito, Y. Inada, S. Kuramochi, H. Wakabayashi, M. Okano, K. Koseki, H. Kuriyama, J. Inutsuka, A. Tajima, T. Nakajima, Y. Kudoh, F. Koga, Y. Kasagi, S. Watanabe, and T. Nomoto T. A 1/1.8-inch 6.4M Pixel 60

- frames/s CMOS Image Sensor with Seamless Mode Change. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 1984–1993, February 2006.
- 100.H. Takahashi, M. Kinoshita, K. Morita, T. Shirai, T. Sato, T. Kimura, H. Yuzurihara, and S. Inoue. A 3.9 μm pixel pitch VGA format 10 b digital image sensor with 1.5-transistor/pixel. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 108–109, February 2004.
- 101.M. Mori, M. Katsuno, S. Kasuga, T. Murata, and T. Yamaguchi. A 1/4in 2M pixel CMOS image sensor with 1.75 transistor/pixel. In Dig. Tech. Papers Int'l Solid-State Circuits Conf. (ISSCC), pages 110–111, February 2004.
- 102.S. Mendis, S.E. Kemeny, and E.R. Fossum. CMOS active pixel image sensor IEEE Trans. Electron Devices, 41(3):452–453, March 1994.
- 103.R.H. Nixon, S.E. Kemeny, B. Pain, C.O. Staller, and E.R. Fossum. 256 \times 256 CMOS active pixel sensor camera-on-a-chip. IEEE J. Solid-State Circuits, 31(12):2046–2050, December 1996.
- 104.M.F. Snoeij, A.J.P. Theuwissen, K.A.A. Makinwa, and J.H. Huijsing. A CMOS Imager with Column-Level ADC Using Dynamic Column Fixed - Pattern Noise Reduction. IEEE J. Solid-State Circuits, 41(12):3007–3015, December 2006.
- 105.Y. Takiguchi, H. Maruyama, M. Kosugi, F. Andoh, T. Kato, K. Tanioka, J. Yamazaki, K. Tsuji, and T. Kawamura. A CMOS Imager Hybridized to an Avalanche Multiplied Film. IEEE Trans. Electron Devices, 44(10):1783 – 1788, October 1997.
- 106.Jun Ohta (2007). «Smart CMOS Image Sensors and Application» New York.
- 107.C. M. Michail, V. A. Spyropoulou, G. P. Fountos, N. I. Kalyvas, I. G. Valais, I. S. Kandarakis and G. S. Panayiotakis. “Experimental and theoretical evaluation of a high resolution CMOS based detector under X-ray imaging conditions”. IEEE Transactions on Nuclear Science vol. 58(2), pp 314-322, Feb. 2011, Available at: http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp=&arnumber=5676230&url=http%3A%2F%2Fieeexplore.ieee.org%2Fxppls%2Fabs_all.jsp%3Farnumber%3D5676230.
- 108.Remote RadEye X-Ray Camera Datasheet Available at: <http://www.teledynedalsa.com/ls/products/cameradetail.aspx?partNumber=Remote%20RadEye%20HR>.
- 109.Ocean Optics, Optical Fiber Specifications Available at: <http://www.oceanoptics.com/products/fiberspecs.asp>.
- 110.UV Metal Wand Detector, UV-Silicon, 200–1100 nm, OD3 Attenuator, BNC Datasheet Available at: http://search.newport.com/?q=*&x2=sku&q2=818-ST2-UV.
- 111.Virtual Optical Power Meter, 841-P-USB Datasheet Available at: <http://www.newport.com/Virtual-Optical-Power-Meter-841-P-USB/396075/1033/info.aspx>.