



Unione Europea



Ministero dell'Istruzione,
dell'Università e della Ricerca



Università degli Studi
di Palermo

TESI DI DOTTORATO

Fenomeni di polarizzazione in rivelatori Al/CdTe/Pt per spettroscopia X e gamma

Tutor:

Dott. Ing. Fabio Principato

Co-Tutor:

Dott. Leonardo Abbene

Dottorando:

Dott. Accursio Antonio Turturici

Coordinatore:

Prof. Bernardo Spagnolo

SSD: FIS/03

Università degli Studi di Palermo
Dipartimento di Fisica e Chimica

Corso di DOTTORATO DI RICERCA INTERNAZIONALE
in FISICA APPLICATA - XXIV Ciclo

*Alla mia famiglia,
che mi ha sempre supportato,
anche nei momenti più difficili.*

INDICE

ELENCO DELLE FIGURE	V
ELENCO DELLE TABELLE	XII
RINGRAZIAMENTI	XIII
INTRODUZIONE	XV
ABSTRACT	XVIII
CAPITOLO 1	1
Proprietà dei Rivelatori CdTe	1
1.1 Semiconduttori composti	2
1.2 Proprietà fisiche del CdTe	3
1.3 Difetti ed Impurità	4
1.4 Polarizzazione	6
1.5 Rivelatori unipolari	10
1.6 Applicazioni mediche ed astrofisiche	13
Bibliografia	16
CAPITOLO 2	22
Caratterizzazione Elettrica di Rivelatori CdTe Planari	22
2.1 Set-up per la caratterizzazione elettrica dei rivelatori	23
2.1.1 Settaggio e sincronizzazione degli strumenti.....	25
2.2 Set-up per la misura dei transitori di corrente	28
2.3 Risultati	29
2.3.1 Caratteristiche I-V	29
2.3.2 Caratteristiche I-V dipendenti dal tempo	35
2.3.3 Altezza di barriera della giunzione Al/CdTe	40
2.3.3.1 Resistenza di contatto	41
2.3.3.2 Estrazione dell'altezza di barriera Al/CdTe.....	41
2.3.4 Evoluzione temporale della corrente.....	44
2.4 Conclusione	54
Bibliografia	55

CAPITOLO 3.....	58
Caratterizzazione Spettroscopica di Rivelatori CdTe Planari	58
3.1 Set-up delle misure spettroscopiche	59
3.2 Misure e risultati sperimentali.....	61
3.2.1 Modello per l'analisi degli spettri acquisiti	61
3.2.2 Evoluzione temporale degli spettri	63
3.2.3 Prestazioni spettroscopica a -25 °C.....	69
3.3 Conclusione	74
Bibliografia.....	75
CAPITOLO 4.....	76
4.1 Misure di fotoconduttività.....	77
4.2 Misure e risultati.....	79
4.3 Effetto Pockels	84
4.4 Profilo del campo elettrico tramite l'effetto Pockels (Set-up sperimentale).....	86
4.5 Misure e risultati.....	89
4.5.1 Effetto Pockels sotto irraggiamento nel range 700 nm – 900 nm	96
4.6 Conclusioni	101
Bibliografia.....	102
CAPITOLO 5.....	104
Rivelatori CdTe a Pixel.....	104
5.1 Il rivelatore e il set-up di misura	105
5.2 Misure e risultati.....	107
5.2.1 Caratteristiche I-V	107
5.2.2 Evoluzione temporale della corrente.....	116
5.2.3 Determinazione delle proprietà dei difetti in condizioni di SCLC.....	120
5.3 Conclusioni	125
Bibliografia.....	127
Conclusioni	130
Appendice.....	134
Lista delle Pubblicazioni Scientifiche	134

ELENCO DELLE FIGURE

<i>Figura 1.1 – Struttura cristallografica del CdTe.</i>	3
<i>Figura 1.2 – (a) Coefficiente di attenuazione lineare per assorbimento fotoelettrico e Compton nel CdTe, Si, Ge e NaI (scintillatore solido) [1.7]; (b) efficienza di rivelazione a 100 keV al variare dello spessore nei casi di Si, Ge e CdTe [1.7].</i>	4
<i>Figura 1.3 – Struttura cristallografica del CdTe.</i>	5
<i>Figura 1.4 – Diagramma a bande di un rivelatore Al /CdTe Schottky: (a) in assenza di alimentazione, (b) in presenza di alimentazione. Il livello degli accettori profondi attraversa il livello di Fermi ad una distanza λ dal contatto rettificante [1.11].</i>	7
<i>Figura 1.5 – Configurazione di rivelatori unipolari ampiamente utilizzati in rivelatori CdTe e CdZnTe [1.3]; (a) rivelatore con griglia di Frisch, (b) pixel, (c) strip e (d) elettrodi multipli.</i>	10
<i>Figura 1.6 – Rivelatore con griglia di Frisch [1.37].</i>	11
<i>Figura 1.7 – Principio di funzionamento di un rivelatore a strip basato su Si [1.38].</i>	12
<i>Figura 1.8 – Potenziale per rivelatori a pixel e un rivelatore planare in funzione della profondità dell'interazione normalizzata allo spessore del rivelatore; il parametro w/L è il rapporto tra la dimensione del pixel e lo spessore del rivelatore [1.3].</i>	13
<i>Figura 2.1 – (a) Rivelatore Acrorad sigla 1006-2103-1-3 spessore 2.0 mm; (b) layout dell'anodo, dimensioni in mm [2.2].</i>	23
<i>Figura 2.2 – Schema a blocchi del set-up di misure per le caratteristiche I-V.</i>	24
<i>Figura 2.3 – Set-up di misure per le caratteristiche I-V.</i>	25
<i>Figura 2.4 – Ciclo SDM dei source meter Keitley [2.3].</i>	26
<i>Figura 2.5 – Modalità sweep dei source meter usata per misurare per le caratteristiche I-V [2.3].</i>	26
<i>Figura 2.6 – Segnali di trigger usati per la sincronizzazione dei source meter, con $t_d = 10$ ms essi distano di circa 40 ms.</i>	27
<i>Figura 2.7 – Amplificatore a transimpedenza realizzato con l'amplificatore operazionale AD549.</i>	28
<i>Figura 2.8 – Accessorio BNC-2140 (National Instrument) di interfaccia tra l'amplificatore AD549 e la scheda di campionamento PCI-4551.</i>	28

<i>Figura 2.9 – Set-up di misure per i transistori di corrente.</i>	29
<i>Figura 2.10 – Curve I-V dei rivelatori CdTe di differente spessore.</i>	30
<i>Figura 2.11 – Curve I-V del rivelatore CdTe spesso 2.0 mm al variare della temperatura.</i>	31
<i>Figura 2.12 – Caratteristica I-V del rivelatore CdTe spesso 0.75 mm al variare della temperatura.</i>	31
<i>Figura 2.13 – Confronto tra le caratteristica I-V di un rivelatore CdTe ohmico ed uno Schottky [2.2].</i>	32
<i>Figura 2.14 – Caratteristica I-V a 25 °C del rivelatore da 2.0 mm in polarizzazione diretta. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza. ...</i>	33
<i>Figura 2.15 – Curve I-V in polarizzazione diretta per il rivelatore da 2.0 mm a differenti temperature e a diversi T_d; nero $T_d = 1$ sec, rosso $T_d = 130$ ms, blu $T_d = 40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.</i>	36
<i>Figura 2.16 – Curve I-V in polarizzazione diretta a 25 °C e a diversi T_d per il rivelatore da 0.75 mm; nero $T_d = 1$ sec, rosso $T_d = 130$ ms, blu $T_d = 40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.</i>	36
<i>Figura 2.17 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature e a diversi T_d per il rivelatore da 2.0 mm.</i>	37
<i>Figura 2.18 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il rivelatore da 2.0 mm, con un T_d di 40 msec.</i>	38
<i>Figura 2.19 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il rivelatore da 2.0 mm, con un T_d di 130 msec.</i>	38
<i>Figura 2.20 – Curve I-V in polarizzazione inversa a 10 °C per il rivelatore da 2.0 mm, il rosso la funzione di fitting usata.</i>	39
<i>Figura 2.21 – Curve I-V per il rivelatore da 2.0 mm a vari T_d alla temperatura di 45 °C.</i>	40
<i>Figura 2.22 – Curve I-V del rivelatore da 2.0 mm usate per l'estrazione della resistenza di contatto.</i>	42
<i>Figura 2.23 – Altezza di barriera per i campioni dei tre rivelatori spessi 2.0 mm.</i>	43
<i>Figura 2.24 – Transitori di corrente ottenuti sul rivelatore di 2.0 mm; in nero al variare della temperatura nel range 10 – 35 °C ad una tensione di 500 V; in rosso a 10 °C e 35 °C alla tensione di 700 V.</i>	44
<i>Figura 2.25 – Fitting esponenziale sul transitorio di corrente.</i>	46
<i>Figura 2.26 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte dalla parte esponenziale del transitorio di corrente alla tensione di 500 V (a) e 700 V (b).</i>	46

<i>Figura 2.27 – Andamento di t_p in funzione della temperatura e della tensione di alimentazione per il rivelatore da 2.0 mm.....</i>	<i>47</i>
<i>Figura 2.28 – Diagramma di Arrhenius del tempo di polarizzazione t_p.....</i>	<i>47</i>
<i>Figura 2.29 – Transitori di corrente per il rivelatore spesso 2.0 mm ad una tensione di 500 V e a differenti temperature nel range 8 – 36 °C in dark (nero). Le curve in blu e rosso sono ottenute nel caso di irraggiamento di ^{109}Cd a 8 e 36 °C rispettivamente. La curva in verde è ottenuta ad una tensione di 700 V a 35 °C.</i>	<i>48</i>
<i>Figura 2.30 – Logaritmo delle correnti in dark di figura 2.29. In rosso ed in blu rispettivamente i fit lineari ed esponenziali, ottenuti utilizzando le equazioni 2.19 e 2.21.</i>	<i>50</i>
<i>Figura 2.31 – Diagramma di Arrhenius del rapporto β/τ in dark e sotto irraggiamento.....</i>	<i>51</i>
<i>Figura 2.32 – Diagramma di Arrhenius della corrente 1150 sec dopo aver fornito la tensione di 500 V.....</i>	<i>51</i>
<i>Figura 2.33 – Andamento temporale dell'energia di attivazione della corrente per il rivelatore da 2.0 mm in condizioni di buio e sotto irraggiamento (^{109}Cd).....</i>	<i>52</i>
<i>Figura 2.34 – Confronto tra transitori di corrente a parità di campo elettrico al variare della temperatura e dello spessore.....</i>	<i>53</i>
<i>Figura 2.35 – Confronto tra transitori di corrente a parità di spessore e temperatura e al variare del campo elettrico.....</i>	<i>53</i>
<i>Figura 3.1 – Schema a blocchi del sistema di spettroscopia X e gamma.</i>	<i>59</i>
<i>Figura 3.2 – Dettagli del set-up sperimentale per le misure elettriche con sorgenti X... </i>	<i>60</i>
<i>Figura 3.3 – La funzione F e le sue componenti.....</i>	<i>62</i>
<i>Figura 3.4 – Particolare dello spettro di ^{241}Am ottenuto a 700 V e 4 °C per il rivelatore spesso 2.0 mm; in rosso la funzione di fitting usata.....</i>	<i>63</i>
<i>Figura 3.5 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{109}Cd. Confronto al variare della temperatura, della tensione e dello spessore.....</i>	<i>64</i>
<i>Figura 3.6 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{241}Am.....</i>	<i>64</i>
<i>Figura 3.7 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{57}Co.</i>	<i>65</i>
<i>Figura 3.8 – Evoluzione temporale del fotopicco della riga a 22.1 keV del ^{109}Cd. In nero l'andamento del fotopicco ottenuto con il rivelatore spesso 2.0 mm nel range di temperature 8 – 24 °C con un'alimentazione di 500 V . In rosso l'andamento del fotopicco ottenuto con un'alimentazione a 700 V e a 8 °C. In blu l'andamento del fotopicco ottenuto con il rivelatore spesso 0.75 mm a 8 °C con un'alimentazione a 262.5 V. I dati sono normalizzati alla prima misura.</i>	<i>66</i>

<i>Figura 3.9 – Evoluzione temporale del fotopicco della riga a 22.1 keV del ^{109}Cd; viene mostrata la procedura per estrarre il tempo di polarizzazione.....</i>	<i>67</i>
<i>Figura 3.10 – Plot di Arrhenius del tempo di polarizzazione in varie condizioni di irraggiamento e tensione di alimentazione.....</i>	<i>67</i>
<i>Figura 3.11 – Spettro di ^{109}Cd misurato per il rivelatore da 2.0 mm.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 3.12 – Spettro di ^{241}Am misurato per il rivelatore da 2.0 mm.....</i>	<i>71</i>
<i>Figura 3.13 – Evoluzione temporale della risoluzione energetica, del centroide del picco di energia e dell'area del picco della riga a 59.5 keV di ^{241}Am sul rivelatore da 2.0 mm di spessore, a 1000 V e -25 °C.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 3. 14 – Confronto tra gli spettri di ^{57}Co misurati per il rivelatore da 2.0 mm e da 0.75 mm.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 3.15 – Retta di calibrazione.....</i>	<i>73</i>
<i>Figura 4.1 – Schema a blocchi del set-up di misura di fotoconduttanza.....</i>	<i>78</i>
<i>Figura 4.2 – Set-up di misura di fotoconduttanza.....</i>	<i>78</i>
<i>Figura 4.3 – Transitori di corrente sotto irraggiamento dal catodo a varie lunghezze d'onda per rivelatori di diverso spessore.....</i>	<i>79</i>
<i>Figura 4.4 – Transitori di corrente a 700 nm per il rivelatore spesso 2.0 mm alimentato a 500 V al variare della temperatura.....</i>	<i>81</i>
<i>Figura 4.5 – Transitori di corrente a 700 nm per il rivelatore spesso 2.0 mm a 320 K al variare della tensione.....</i>	<i>81</i>
<i>Figura 4.6 – Andamento del tempo di polarizzazione al variare della temperatura e dello spessore.....</i>	<i>82</i>
<i>Figura 4.7 – Diagramma di Arrhenius del tempo di polarizzazione di figura 4.6.....</i>	<i>82</i>
<i>Figura 4.8 – (a) In rosso il fitting non lineare sui transitori di corrente utilizzando il modello a singola costante di tempo introdotto nella caratterizzazione elettrica dall'equazione 2.19. (b) Diagramma di Arrhenius della costante di tempo.....</i>	<i>83</i>
<i>Figura 4.9 – (a) In nero i transitori di corrente di figura 4.4 in rosso il fitting non lineare con l'utilizzo dell'equazione 4.1. (b) Diagramma di Arrhenius delle due costanti di tempo.....</i>	<i>84</i>
<i>Figura 4.10 – Diagramma a blocchi per acquisire le immagini del campo elettrico attraverso l'effetto Pockels.....</i>	<i>86</i>
<i>Figura 4.11 – Diagramma a blocchi per acquisire le immagini del campo elettrico attraverso l'effetto Pockels con illuminazione del contatto a varie lunghezze d'onda. ...</i>	<i>87</i>

<i>Figura 4.12 – (a), (b) Set-up Sperimentale; (c) rivelatore da 0.75 mm, il contatto visibile è il catodo (d) rivelatore da 2.0 mm, il contatto visibile è l’anodo.</i>	<i>88</i>
<i>Figura 4.13 – Schema dei collegamenti del rivelatore con gli strumenti di misura.</i>	<i>89</i>
<i>Figura 4.14 – (a) Immagine dell’effetto Pockels della luce trasmessa senza campo elettrico applicato per il rivelatore da 0.75 mm la striatura nera al centro è dovuta al case del rivelatore come si evince in figura 4.12 (c). (b) In questo caso è presentato il rivelatore da 2.0 mm.</i>	<i>89</i>
<i>Figura 4.15 – Campo elettrico calcolato con la 4.9. In particolare in rosso con la 4.9 (a); in blu con la 4.9 (b); e in verde con la 4.9 (c).</i>	<i>90</i>
<i>Figura 4.16 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 0.75 mm.....</i>	<i>91</i>
<i>Figura 4.17 – Evoluzione temporale delle immagini Pockels del rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e a 308 K.</i>	<i>91</i>
<i>Figura 4.18 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 0.75 mm in condizioni di forte polarizzazione.....</i>	<i>92</i>
<i>Figura 4.19 – Procedura di ricostruzione del campo elettrico ottenuto dopo 10 ore e mostrato in figura 4.18.</i>	<i>92</i>
<i>Figura 4.20 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 2.0 mm alimentato a 500 V e alla temperatura di 300 K.....</i>	<i>93</i>
<i>Figura 4.21 – Evoluzione temporale delle immagini Pockels per il rivelatore spesso 2.0 mm.</i>	<i>93</i>
<i>Figura 4.22 – In nero l’evoluzione temporale dello space charge calcolato all’anodo, in rosso la funzione di best-fit.....</i>	<i>94</i>
<i>Figura 4.23 – Evoluzione temporale del campo elettrico ai contatti e della corrente misurata per il rivelatore spesso 0.75 mm alla temperatura di 308 K.....</i>	<i>95</i>
<i>Figura 4.24 – Evoluzione temporale del campo elettrico all’anodo al variare della temperatura e dello spessore.....</i>	<i>95</i>
<i>Figura 4.25 – In nero l’evoluzione temporale del campo elettrico all’anodo per il rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e 308 K. In rosso la funzione di best fit utilizzata per estrarre le costanti di tempo del processo.....</i>	<i>96</i>
<i>Figura 4.26 – Distribuzione del campo elettrico all’istante iniziale e dopo 15 minuti e transitori di corrente al variare della lunghezza d’onda incidente e alle temperature di 300 e 328 K.....</i>	<i>97</i>
<i>Figura 4.27 – Evoluzione temporale del campo elettrico ai contatti e della corrente al variare della temperatura e della lunghezza d’onda incidente sul catodo.....</i>	<i>99</i>
<i>Figura 4.28 – (a) Andamento di t_p al variare della temperatura e della lunghezza d’onda incidente. (b) Diagramma di Arrhenius di t_p.</i>	<i>100</i>

<i>Figura 4.29 – (a) In nero l’evoluzione temporale del campo elettrico all’anodo per il rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e 328 K. In rosso la funzione di best fit utilizzata per estrarre la costante di tempo del processo. (b) Diagramma di Arrhenius della costante di tempo estratta al variare della lunghezza d’onda incidente.</i>	<i>100</i>
<i>Figura 5.1 – (a) Rivelatore Acrorad sigla 1006-2103-2-3; (b) e (c) layout dell’anodo. .</i>	<i>105</i>
<i>Figura 5.2 – Dettaglio della mappa a colori dei valori di corrente a -1000 V al variare del pixel sottostudio a 15 °C.</i>	<i>107</i>
<i>Figura 5.3 – Confronto a 15 °C delle correnti di un pixel interno e di uno esterno.....</i>	<i>108</i>
<i>Figura 5.4 – Curve I-V del pixel n° 6 del rivelatore CdTe al variare della temperatura.</i>	<i>108</i>
<i>Figura 5.5 – Curve I-V del pixel n° 6 in polarizzazione diretta a differenti temperature e a diversi T_d; nero $T_d=1$ sec, rosso $T_d=130$ ms, blu $T_d=40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.....</i>	<i>109</i>
<i>Figura 5.6 – Curve I-V del pixel n° 6 in polarizzazione inversa a differenti temperature e a diversi T_d. Lo strumento non misura correttamente correnti al di sotto del pA.</i>	<i>110</i>
<i>Figura 5.7 – Curve I-V e m-V in polarizzazione inversa al variare della temperatura per il pixel n° 6.</i>	<i>111</i>
<i>Figura 5.8 – In nero il logaritmo delle correnti in dark del pixel n° 6. In rosso la funzione di best fit descritta dall’equazione 5.9. Il T_d è stato fissato a 130 ms.</i>	<i>113</i>
<i>Figura 5.9 – Estrazione dell’altezza di barriera sul pix n °6.</i>	<i>114</i>
<i>Figura 5.10 – Altezza di barriera estratta su tutti i pixel.....</i>	<i>114</i>
<i>Figura 5.11 – (a) Curve I-V e relativi fitting (rosso) usati per l’estrazione della resistenza di contatto relativo al pixel n° 6; (b) fitting lineare della resistenza di contatto; (c) confronto fra l’altezza di barriera ottenuto con la resistenza di contatto e il modello in reverse.....</i>	<i>115</i>
<i>Figura 5.12 – Confronto dei transistori di corrente dei pixel centrali (4, 6, 10, 11) e quelli esterni.</i>	<i>116</i>
<i>Figura 5.13 – In nero il transitorio di corrente del pixel n° 6 al variare della temperatura. In rosso la funzione di best fit descritta dalla 5.11.....</i>	<i>117</i>
<i>Figura 5.14 – Confronto tra il transitorio di corrente inversa del rivelatore a pixel (pixel n° 6) e quello planare con spessore di 2.0 mm (in nero) alla temperatura di 40 °C e alla tensione inversa di 500 V.....</i>	<i>118</i>
<i>Figura 5.15 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte tramite l’equazione 5.11 dal transitorio di corrente alla tensione di 500 V per il pixel n° 6.</i>	<i>119</i>
<i>Figura 5.16 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte tramite l’equazione 5.11 su tutti i pixel.....</i>	<i>120</i>

Figura 5.17 – Densità degli stati della distribuzione delle trappole ottenuta dalle analisi delle curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il pixel n° 6 con le equazioni 5.14 e 5.21..... 124

ELENCO DELLE TABELLE

Tabella 1.1 – Proprietà fisiche dei principali semiconduttori composti, misurate a temperatura ambiente [1.3 - 1.6]. Le abbreviazioni della prima riga si riferiscono ai seguenti processi di crescita: C = Czochralski, CVD = Chemical Vapor Deposition, THM = Traveling Heater Method, HPB = High Pressure Bridgman e VAM = Vertical Ampoule Method..... 2

Tabella 2.1 – Caratteristiche principali dei rivelatori Acrorad..... 23

Tabella 5.1 – Caratteristiche principali del rivelatore a pixel..... 106

RINGRAZIAMENTI

La stesura della tesi è solo un momento di sintesi finale del lungo lavoro di ricerca portato avanti durante il dottorato e che ha rappresentato per me un'occasione di crescita sotto tutti i punti di vista.

Dopo averla scritta, indipendentemente dalla sua qualità, iniziare a scrivere i ringraziamenti in modo semplice e chiaro è generalmente una parte molto difficile. Nella gran parte dei casi il comune lettore che non ha una grande idea degli argomenti trattati tenderà sostanzialmente a leggere i ringraziamenti, l'introduzione e la conclusione. Con la stesura dei ringraziamenti si ha la consapevolezza di aver concluso i tre anni di dottorato durante i quali ho scelto di mettermi costantemente in gioco.

È difficile in queste poche righe ricordare tutte le persone che a vario titolo mi hanno accompagnato in questo percorso con consigli e suggerimenti o solo con parole di incoraggiamento, e che hanno contribuito a rendere “unici” questi anni.

Innanzitutto voglio ringraziare il Dott. Fabio Principato, mio Tutor del Dottorato di Ricerca, per il suo contributo durante le varie fasi del mio lavoro di ricerca e per avermi seguito durante questi tre anni di lavoro, che si sono concretizzati con mio grande orgoglio in pubblicazioni scientifiche.

Desidero ringraziare il Dott. Leonardo Abbene, mio Co-Tutor, che con la sua passione e perspicacia mi ha introdotto nel mondo della ricerca scientifica, seguendomi sin dal primo tirocinio universitario svolto tra il 2005 e il 2006 presso l'IASF/INAF, tra l'altro sotto la guida del Dott. Stefano Del Sordo.

A tal proposito ringrazio, anche, il Prof. Giuseppe Raso per le nozioni sui rivelatori a semiconduttore ed il Prof. Gaetano Gerardi per avermi seguito sin dalla tesi specialistica di cui è stato correlatore.

Tra i “compagni di avventura” ringrazio tutti i dottorandi del XXIV e del XXV ciclo del corso di dottorato con cui ho condiviso lezioni, impegni, e frustrazioni, oltre a soddisfazioni.

Sono particolarmente riconoscente al personale del Dipartimento di Chimica e Fisica e nella fattispecie desidero ringraziare il Dott. Michele Quartararo e il Sig. Marcello Mirabello per l'assistenza tecnica e per la costruzione di parti utili per la realizzazione dei vari set-up di misura.

Un particolare ringraziamento va anche al Prof. Bernardo Spagnolo nella qualità di coordinatore del dottorato per la sua disponibilità.

Un ringraziamento speciale va a “Coloro” che mi hanno convinto a ricercare prima e contattare poi, in piena autonomia, un gruppo di ricerca valido sia in termini di pubblicazioni scientifiche sia in termini di collaborazioni internazionali e che mi hanno seguito durante il mio periodo di ricerca all'estero, ma soprattutto mi hanno convinto a crederci.

Naturalmente ringrazio il Prof. Jan Franc direttore dell'Istituto di Fisica della Charles University di Praga per avermi accettato e accolto nel suo gruppo di ricerca, e guidato nel corso dell'esperienza internazionale riuscendo a farmi trascorrere un periodo ricco di stimoli e di conoscenze utili per la mia preparazione scientifica e crescita personale. Vorrei quindi estendere il mio ringraziamento al Prof. Roman Grill e al Dott. Pavel Hlídaek per tutti i suggerimenti e le interessanti chiacchierate.

Tra l'altro desidero ringraziare i colleghi Jakub, Lukáš e Vaclav con i quali durante l'esperienza internazionale ho condiviso quello che per cinque mesi è stato il mio laboratorio. Tra questi sicuramente Vaclav ha reso pieno di stimoli questo periodo con il quale ho condiviso non solo la passione per la ricerca ma anche quello per l'ottima birra ceca. Parlando dell'esperienza internazionale vorrei quindi estendere il mio ringraziamento a Marco, Alfredo e Simone per la loro amicizia, per lo scambio di opinioni grazie alle quali sono riuscito a confrontarmi e a crescere non solo in ambito scientifico, ma soprattutto per gli innumerevoli weekend passati insieme.

Naturalmente un grazie va a tutto il gruppo di ricerca della Charles University di Praga per l'entusiasmo contagioso con cui affrontano la ricerca.

Infine, ringrazio di cuore i miei genitori che mi sono stati vicini e mi hanno sostenuto in questi lunghi anni di formazione, infatti, è grazie a loro che ho potuto scrivere questa tesi, raggiungendo un altro importante traguardo. Naturalmente il ringraziamento più importante e sincero, dopo i miei genitori, va a Marilena, la mia cara ed inseparabile sorella sulla quale ho sempre potuto contare, soprattutto nei momenti di grande stress e demotivazione, spingendomi a credere sempre sulle mie capacità.

INTRODUZIONE

L'uso dei rivelatori a semiconduttore ha avuto, negli anni, un'importanza strategica nella spettroscopia X e gamma (1 keV – 2 MeV), con eccellenti risultati sia in applicazioni mediche che astrofisiche. L'imaging medicale (mammografia, tomografia computerizzata), il monitoraggio ambientale (radiazione di fondo), rivelatori da piano focale per telescopi X in astrofisica e sistemi di fluorescenza a raggi X nei Beni Culturali ne rappresentano alcune importanti applicazioni.

I rivelatori a semiconduttore hanno trovato largo impiego grazie alle loro interessanti proprietà soprattutto se confrontate con i sistemi di rivelazione tradizionali (a gas e scintillatori); un migliore rapporto segnale-rumore e quindi una migliore risoluzione energetica grazie alla piccola energia media di ionizzazione. Inoltre, grazie alla loro elevata densità rispetto ai rivelatori a gas garantiscono una migliore efficienza di rivelazione con la possibilità di realizzare sistemi compatti e portatili.

I materiali tradizionalmente utilizzati per la realizzazione di rivelatori per spettroscopia X e gamma sono il silicio (Si) e il germanio (Ge). Nonostante le buone proprietà di trasporto dei portatori di carica e l'eccellente livello di purezza, il modesto numero atomico (Si: $Z = 14$; Ge: $Z = 32$) ne limita l'efficienza di rivelazione in range energetici elevati (raggi X duri e gamma), mentre la stretta *band gap* (Si: ~ 1.1 eV; Ge: ~ 0.7 eV) non ne consente l'uso in condizioni di temperatura ambiente.

Negli ultimi due decenni, sono stati proposti e studiati nuovi rivelatori basati su semiconduttori composti (GaAs, HgI₂, CdTe, CdZnTe, TlBr) con *band gap* e numero atomico maggiori del Si e Ge, capaci di garantire buone prestazioni anche a temperatura ambiente. Il tellururo di cadmio (CdTe) ne rappresenta uno dei materiali più promettenti, caratterizzato da un elevato numero atomico ($Z_{Cd} = 48$; $Z_{Te} = 52$; $E_g = 1.44$ eV) e da un'ampia *band gap* (~ 1.44 eV). Nonostante le interessanti proprietà fisiche, i principali inconvenienti di questi rivelatori sono legati ai fenomeni di *trapping* dei portatori di carica dovuti a difetti ed impurità presenti nei cristalli.

Tradizionalmente, i rivelatori CdTe sono realizzati con contatti ohmici (Pt, Au) su entrambi gli elettrodi (anodo e catodo), grazie alle correnti di leakage piuttosto contenute

(< 10 nA). Al fine di potere incrementare il campo elettrico, con conseguenti miglioramenti nell'efficienza di raccolta, senza eccessivi aumenti della corrente di leakage, i rivelatori CdTe sono anche realizzati con contatti raddrizzanti sull'anodo (In, Al) e ohmici sul catodo (Pt, Au). L'impossibilità di creare strutture a pixel sull'anodo in indio, utili per migliorare le proprietà spettroscopiche, rappresenta il principale aspetto critico di tale configurazione.

Per questo motivo sono stati proposti e studiati nuovi rivelatori CdTe con contatti in alluminio. Tuttavia, il principale inconveniente di cui soffrono questi ultimi è l'instabilità temporale (**polarizzazione**) che comporta una degradazione delle prestazioni spettroscopiche nel tempo; ovvero, un peggioramento della risoluzione energetica, la variazione della calibrazione in energia ed una riduzione dell'efficienza di rivelazione. Questo fenomeno che tra l'altro comporta una riduzione della zona attiva del rivelatore, si manifesta con maggior rapidità ad alte temperature e a basse tensioni ed è riconducibile alla ionizzazione dei centri accettori profondi (*detraping*) presenti nel semiconduttore.

In questo lavoro sono stati presentati nuovi prototipi di rivelatori CdTe con caratteristiche raddrizzanti, realizzati con anodo in alluminio (Al) sia di tipo planare che a pixel. Lo scopo del presente lavoro è quello di studiare sperimentalmente le proprietà elettriche e spettroscopiche dei rivelatori focalizzando l'attenzione sui meccanismi di trasporto di carica e sul fenomeno della polarizzazione.

Il presente lavoro è parte integrante di un progetto di ricerca più ampio, portato avanti da un gruppo di ricerca del Dipartimento di Fisica e Chimica dell'Università di Palermo, che ha lo scopo di sviluppare sistemi portatili di rivelazione avanzati, in grado di fare imaging e spettroscopia ad elevata risoluzione in un'ampia gamma di energie (1 – 150 keV) e soprattutto anche in condizioni di flusso proibitive (> 10⁶ fotoni/mm²/sec), per applicazioni mediche (mammografia, tomografia) ed industriali (ispezioni e controlli di qualità).

Il primo capitolo illustra le principali proprietà fisiche del CdTe, i particolari meccanismi che regolano il contatto metallo-semiconduttore, i fenomeni di polarizzazione ed infine le principali applicazioni dei rivelatori CdTe.

Il secondo capitolo presenta i risultati della caratterizzazione elettrica di rivelatori CdTe planari, focalizzando l'attenzione sui meccanismi di trasporto di carica e sugli effetti della polarizzazione.

Nel terzo capitolo sono riportati i risultati della caratterizzazione spettroscopica dei rivelatori nel range 22 – 122 keV, con particolare attenzione alla correlazione tra i fenomeni elettrici e spettroscopici dovuti alla polarizzazione.

Il quarto capitolo presenta i risultati della caratterizzazione elettro-ottica. Le attività sperimentali sono state effettuate presso l'Istituto di Fisica dell'Università della Charles University di Praga durante un periodo di permanenza all'estero sotto la guida del direttore dell'Istituto, il Prof. Jan Franc.

Infine, nel quinto capitolo vengono presentate le proprietà elettriche di un rivelatore CdTe a pixel.

ABSTRACT

Over the years the use of semiconductor detectors has had a strategic importance in X and gamma (1 keV – 2 MeV) spectroscopy, with excellent results both in medical and astrophysics applications. The medical imaging (mammography, computed tomography), environmental monitoring (CMB) from the focal plane detectors for X telescopes and astrophysical systems, X-ray fluorescence in the Cultural Heritage represent some important applications.

The semiconductor detectors have been widely used due to their interesting properties especially when compared with the conventional detection systems (gas and scintillators); a better signal-noise ratio and therefore a better energy resolution, thanks to the small average energy of ionization. Moreover, thanks to their high density compared to gas detectors provide improved detection efficiency with the possibility of achieving compact and portable systems.

The materials traditionally used for the realization of detectors for X and gamma spectroscopy are silicon (Si) and germanium (Ge). Despite the good transport properties of charge carriers and the excellent level of purity, the low atomic number (Si: $Z = 14$; Ge $Z = 32$) limits the detection efficiency in the range of high energy (hard X-rays and gamma), while the narrow band gap (Si ~ 1.1 eV, Ge: ~ 0.7 eV) does not allow to operate in ambient temperature conditions.

Over the past two decades, have been proposed and studied new detectors based on compound semiconductors (GaAs, HgI₂, CdTe, CdZnTe, TlBr) with band gap and atomic number greater than the Si and Ge, which are able to ensure good performance even at room temperature. The cadmium telluride (CdTe) represents one of the most promising materials, characterized by a high atomic number ($Z_{Cd} = 48$; $Z_{Te} = 52$; E_g 1.44 eV) and a large band gap (~ 1.44 eV). Despite the interesting physical properties, the main disadvantages of these detectors are related to the phenomena of trapping of charge carriers due to defects and impurities present in the crystals.

CdTe detectors are usually realized with ohmic contacts (Pt, Au) on both electrodes (anode and cathode), due to the low leakage currents (< 10 nA). In order to be able to increase the electric field, with consequent improvements of the collection efficiency, without excessive increases of the leakage current, the CdTe detectors are also made with anode

blocking contacts (e.g. In, Al) and ohmic on the cathode (Pt, Au). The main critical aspect of such a configuration is the inability to create anode pixel structures, which are useful for improving the spectroscopic properties.

For this reason, have been proposed and studied new CdTe detectors with aluminium contacts. However, the main drawback of these detectors is the temporal instability (**polarization**), which entails a degradation of spectroscopic performance over time, namely, a deterioration of the energy resolution, the variation of the calibration in energy and the reduction in the detection efficiency. This phenomenon, which is due to the over time reduction of the active zone of the detector, occurs more rapidly at high temperatures and low bias voltages and is due to the ionization of deep acceptor centers (detrapping) present in the semiconductor.

In this work are presented new prototypes of CdTe detectors with blocking contact, made with anode aluminium (Al), with planar and pixel structures. The purpose of this work is to study experimentally the electrical and spectroscopic properties of these detectors, focusing on the mechanisms of charge transport and the phenomenon of polarization.

The present work is part a research project, carried out by a research group of the Department of Physics and Chemistry, University of Palermo, which aims to develop advanced portable detection systems, able to do imaging and high-resolution spectroscopy, in a wide energy range (1 – 150 keV), and to operate also under high fluences ($> 10^6$ fotoni/mm²/sec), that can be used for medical (mammography, tomography) and industrial (inspections and controls quality) applications.

The first chapter presents the basic physical properties of the CdTe material, the specific mechanisms that regulate the metal-semiconductor contact, the phenomena of polarization and finally the main applications of CdTe detectors.

The second chapter presents the results of the electrical characterization of planar CdTe detectors, focusing on the charge transport mechanisms and the polarization phenomenon.

The third chapter summarizes the results of the spectroscopic characterization of the investigated detectors in the 22 – 122 keV range, focusing on the effects of the polarization and the correlation between electrical and spectroscopic phenomena.

The fourth chapter presents the results of electro-optical characterization. These experiments were carried out at the Institute of Physics of the Charles University in Prague, during a period spent living abroad, under the guidance of the Director of the Institute, the Prof. Jan Franc.

Finally, in the fifth chapter the results of the electrical characterization of a pixel CdTe detector are presented.

CAPITOLO 1

Proprietà dei Rivelatori CdTe

Scopo del presente capitolo è di accennare le principali proprietà fisiche del materiale, correlandole alle abilità spettroscopiche.

In particolare, verrà fatto riferimento a difetti e impurità responsabili della limitazione della mobilità e del tempo di vita medio dei portatori.

L'interesse verrà focalizzato sul fenomeno della polarizzazione, tipico dei rivelatori CdTe con contatti raddrizzanti, che causa la degradazione temporale delle prestazioni.

Concludendo, verranno presentate le tecniche utilizzate per ridurre gli effetti del *trapping* e le principali applicazioni dei rivelatori CdTe specialmente in ambito medico ed astrofisico.

1.1 Semiconduttori composti

Come ben noto il silicio (Si) ed il germanio (Ge) sono i semiconduttori tradizionalmente usati nella realizzazione di rivelatori a semiconduttore, poiché, il livello di purezza dei cristalli e le buone proprietà di trasporto dei portatori di carica hanno permesso di ottenere eccellenti risoluzioni energetiche (Si: ΔE (FWHM) = 0.5 keV a 59.5 keV e 258 K di temperatura [1.1]; Ge: ΔE (FWHM) = 0.3 keV a 59.5 keV e 77 K di temperatura [1.2]).

Tuttavia a causa della stretta band gap (Si: $E_g \sim 0.7$; Ge: $E_g \sim 1.1$), questi rivelatori non possono fare a meno di ingombranti apparecchiature di raffreddamento. Inoltre, il numero atomico non eccessivamente elevato per entrambi i materiali (Si: $Z = 14$; Ge: $Z = 32$) non garantisce una buona efficienza di rivelazione in range energetici elevati.

Questi limiti hanno fatto sì che si sviluppasse un crescente interesse verso materiali semiconduttori alternativi che consentissero la realizzazione di rivelatori compatti e in grado di operare a temperatura ambiente pur garantendo buone prestazioni spettrometriche anche in range energetici elevati.

I principali semiconduttori composti con le caratteristiche più adeguate a tale scopo sono derivati dalle combinazioni di elementi del III e del V gruppo della tavola periodica (GaAs, InP, etc.), di elementi del II e del VI gruppo (CdTe, CdSe, ZnSe, etc.) e di composti binari n-VIIB (HgI₂, PbI₂, TlBr, etc.); sono disponibili, anche, elementi ternari come il CdZnTe e il HgCdTe. In tabella 1.1 sono riportati alcuni parametri caratteristici di questi semiconduttori posti a confronto con quelli del silicio e del germanio [1.3 - 1.6].

Material	Si	Ge	GaAs	CdTe	Cd _{0.9} Zn _{0.1} Te	HgI ₂	TlBr
Crystal structure	Cubic	Cubic	Cubic (ZB)	Cubic (ZB)	Cubic (ZB)	Tetragonal	Cubic (CsCl)
Growth method [†]	C	C	CVD	THM	HPB, THM	VAM	BM
Atomic number	14	32	31, 33	48, 52	48, 30, 52	80, 53	81, 35
Density (g/cm ³)	2.33	5.33	5.32	6.20	5.78	6.4	7.56
Band gap (eV)	1.12	0.67	1.43	1.44	1.57	2.13	2.68
Pair creation energy (eV)	3.62	2.96	4.2	4.43	4.6	4.2	6.5
Resistivity (Ω cm)	10 ⁴	50	10 ⁷	10 ⁶	10 ¹⁰	10 ¹³	10 ¹²
$\mu_e \tau_e$ (cm ² /V)	> 1	> 1	10 ⁻⁵	10 ⁻³	10 ⁻³ - 10 ⁻²	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵
$\mu_h \tau_h$ (cm ² /V)	~ 1	> 1	10 ⁻⁶	10 ⁻⁴	10 ⁻⁵	10 ⁻⁵	10 ⁻⁶

Tabella 1.1 – Proprietà fisiche dei principali semiconduttori composti, misurate a temperatura ambiente [1.3 - 1.6]. Le abbreviazioni della prima riga si riferiscono ai seguenti processi di crescita: C = *Czochralski*, CVD = *Chemical Vapor Deposition*, THM = *Traveling Heater Method*, HPB = *High Pressure Bridgman* e VAM = *Vertical Ampoule Method*.

Come si osserva i semiconduttori composti sono caratterizzati da un maggiore gap energetico tra banda di valenza e banda di conduzione rispetto al germanio e al silicio. In questo modo il rumore termico viene drasticamente ridotto rendendo i dispositivi operativi a temperatura ambiente. Se da un lato l'aumento della band gap ne permette l'utilizzo a temperatura ambiente dall'altro comporta un aumento nell'energia media di ionizzazione, ovvero l'energia necessaria per la generazione di una coppia elettrone-lacuna con un conseguente peggioramento della risoluzione energetica.

L'elevato numero atomico, invece, garantisce una buona efficienza di rivelazione che ne permette l'utilizzo in un range energetico di rivelazione piuttosto ampio. Le principali problematiche che ne hanno limitato l'utilizzo sono da imputare ai processi di crescita che non hanno permesso di ottenere cristalli con un elevato grado di purezza contrariamente a quanto accade con i cristalli di silicio e germanio.

Tuttavia, tra questi il CdTe e il CdZnTe rappresentano i materiali più largamente usati nella realizzazione di rivelatori per spettroscopia, grazie sia alle loro proprietà fisiche che ai miglioramenti nei processi di crescita [1.1]. Nonostante il miglioramento nella qualità dei cristalli, le proprietà di trasporto della carica non sono paragonabili ai tradizionali rivelatori a Si e Ge.

1.2 Proprietà fisiche del CdTe

Il tellururo di cadmio è un composto chimico cristallino stabile formato da cadmio e tellurio con una struttura cristallina sfalerite (*zincblende structure*) (figura 1.1).

In particolare la struttura può essere pensata come la interpenetrazione di due cristalli differenti ciascuno dei quali di tipo FCC (*Face Cubic Centered*), ognuno composto da atomi di una sola specie. L'interpenetrazione avviene lungo una diagonale della cella cubica fino ad avere un atomo di Cd (o di Te) a distanza un quarto della lunghezza della diagonale rispetto all'atomo di Te (o di Cd). La costante reticolare è pari a 6.48 Å a 300 K.

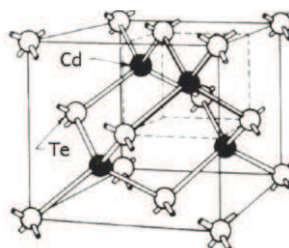


Figura 1.1 – Struttura cristallografica del CdTe.

Il CdTe è un semiconduttore a band gap diretta di energia pari a ~ 1.44 eV a 300 K. Proprio l'ampia band gap e l'elevato numero atomico sono gli aspetti più interessanti di questo semiconduttore.

La figura 1.2 (a) mette in evidenza la predominanza dell'effetto fotoelettrico rispetto al Compton nel CdTe, mentre la figura 1.2 (b) dà un'idea dell'efficienza di rivelazione di questi materiali al variare dell'energia [1.7].

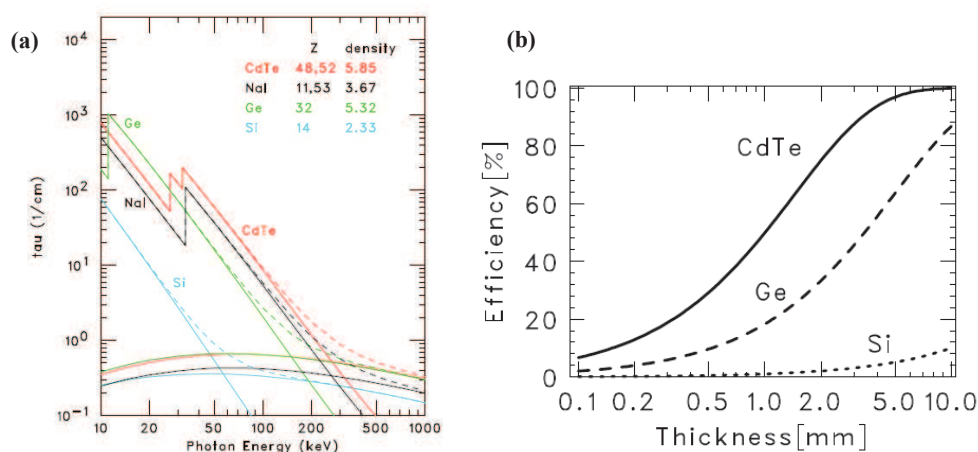


Figura 1.2 – (a) Coefficiente di attenuazione lineare per assorbimento fotoelettrico e Compton nel CdTe, Si, Ge e NaI (scintillatore solido) [1.7]; (b) efficienza di rivelazione a 100 keV al variare dello spessore nei casi di Si, Ge e CdTe [1.7].

1.3 Difetti ed Impurità

In un cristallo ideale tutti gli atomi formano un reticolo cristallino ideale. Tuttavia, questa situazione è teoricamente possibile solo allo zero assoluto ($T = 0$ K), invece, a temperatura diversa da zero si modifica la distribuzione ideale degli atomi con la formazione dei difetti *nativi*.

Infatti, tutti i cristalli reali, naturali o preparati artificialmente, presentano alterazioni rispetto alla rigida simmetria e alla assoluta equivalenza con cui gli atomi o molecole sono distribuiti nel reticolo perfetto. Indicando con difetto reticolare ogni deviazione dalle norme geometriche di un reticolo perfettamente periodico.

Altri tipi di difetti sono, invece, specifici di un particolare composto cristallino, tra cui i difetti stechiometrici e le impurità.

Sembra chiaro che esistono diversi tipi di imperfezioni, una prima, grossolana differenziazione può essere fatta distinguendo i difetti puntuali da quelli lineari. La

presenza di imperfezioni in un cristallo ne può modificare in modo importante tutte le proprietà fisiche.

I difetti puntuali fanno parte delle imperfezioni cristalline dei solidi; tra i difetti puntuali abbiamo:

- vacanze o lacune: il difetto più semplice è la vacanza, difetto puntuale dei cristalli, dovuto all'assenza dal reticolo cristallino di uno o più atomi;
- atomi in interstizi: sono atomi presenti negli interstizi della struttura reticolare;
- combinazioni di essi (vacanza di Frenkel e vacanza di Schottky): sono poco probabili. Nel difetto di Schottky sia il catione (ione positivo) che l'anione (ione negativo) risultano assenti dal reticolo. Invece, nei difetti di Frenkel, uno ione si sposta da una posizione regolare ad una interstiziale.

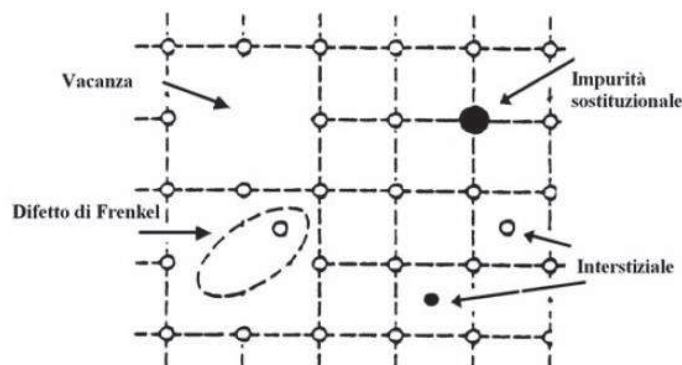


Figura 1.3 – Struttura cristallografica del CdTe.

Nel CdTe, le imperfezioni non sono solo di tipo strutturale ma vi sono, anche, quelle generate dalle impurità che rappresentano delle trappole per i portatori limitandone la mobilità.

Diverse sono le tecniche spettroscopiche che permettono di localizzare la presenza di livelli energetici associati a difetti o impurità, tra queste per esempio la TSC (*Thermally Stimulated Current*), la TSL (*Thermally Stimulated Luminescence*) e la PICTS (*Photo Induced Current Transient Spectroscopy*).

Misure effettuate con le diverse tecniche spettroscopiche mostrano per il CdTe numerosi livelli dovuti ai vari difetti. Tra questi hanno un ruolo importante le vacanze del Cadmio (livelli accettori) responsabili tra l'altro del fenomeno della polarizzazione.

In [1.8] viene proposto un confronto tra le trappole profonde rilevate su campioni di CdTe e la possibile attribuzione con i valori presenti in letteratura.

La cattura e l'emissione dei portatori di carica sono i principali processi fisici associati alla presenza di difetti ed impurità (ricombinazione, *trapping*, *detrapping*), i cui effetti

influenzano significativamente le proprietà di trasporto dei portatori di carica (riduzione della mobilità dei portatori di carica, etc.). In un semiconduttore, i portatori di carica, oltre che a partecipare alla conduzione, possono ricombinarsi direttamente nella banda di conduzione e/o in quella di valenza (ricombinazione diretta, tipica del CdTe, GaAs, ecc.), indirettamente nella band gap (ricombinazione indiretta, tipica del Si e del Ge) o essere intrappolati in livelli energetici presenti tra la banda di conduzione e quella di valenza (*trapping*). Durante il processo di *trapping*, i portatori di carica intrappolati possono essere eccitati termicamente e quindi liberi di partecipare alla conduzione del semiconduttore (*detrapping*).

1.4 Polarizzazione

Uno degli aspetti critici nei rivelatori CdTe con contatti raddrizzanti è l'instabilità temporale che prende il nome di "polarizzazione". Il fenomeno della polarizzazione viene descritto con modelli che considerano la ionizzazione dei centri accettori profondi presenti nel cristallo dovuto al piegamento delle bande vicino la superficie. L'origine dei livelli energetici profondi può essere attribuita alla presenza nel cristallo di vacanze del Cadmio [1.9 - 1.10].

Considerando l'approssimazione di zero assoluto, i centri accettori saranno vuoti se si trovano al di sopra del livello di Fermi e saranno occupati da elettroni al di sotto del livello di Fermi. Le lacune saranno caratterizzate dal tempo di *detrapping*, ovvero il tempo medio che impiega un portatore per uscire dalla trappola che è dipendente dalla temperatura attraverso la relazione:

$$\tau = \frac{1}{N_v \sigma v} \exp\left(\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (1.1)$$

dove N_v è la densità degli stati per la banda di valenza, σ è la sezione d'urto di cattura del centro accettore, v è la velocità termica della lacuna, k è la costante di Boltzmann E_T è il livello energetico del centro accettore profondo, T è la temperatura ed E_V è l'energia della banda di valenza.

L'utilizzo del contatto Schottky causa il piegamento delle bande di energia che permettono ai centri accettori profondi di superare il livello di Fermi, come mostrato in figura 1.4. Il punto d'intersezione tra il livello accettore ed il livello di Fermi è indicato da λ .

Quando viene applicata la tensione di alimentazione la concentrazione dei centri accettori cambierà nel tempo come:

$$N^-(t) = N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (1.2)$$

Con l'utilizzo di tensioni inverse di alimentazioni il livello di quasi-Fermi per le lacune diventa più grande rispetto al livello accettore causando la formazione di uno spazio di carica negativa nei centri accettori profondi, come mostrato in figura 1.4 (b).

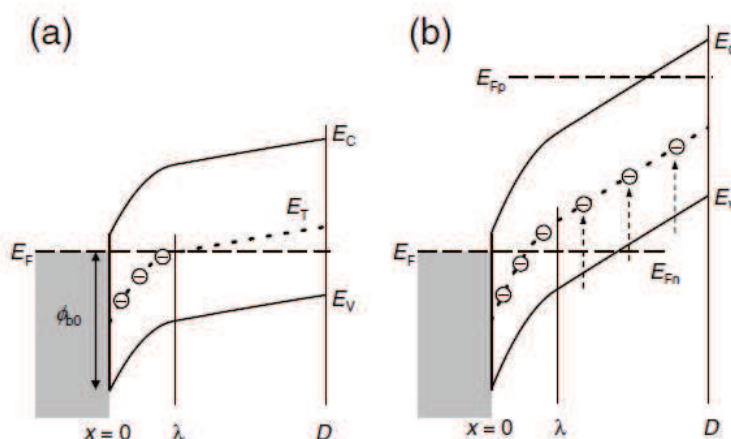


Figura 1.4 – Diagramma a bande di un rivelatore Al /CdTe Schottky: (a) in assenza di alimentazione, (b) in presenza di alimentazione. Il livello degli accettori profondi attraversa il livello di Fermi ad una distanza λ dal contatto rettificante [1.11].

Dunque in questi materiali la presenza del contatto rettificante causa la ionizzazione (di una parte) dei centri accettori profondi. Durante l'alimentazione del materiale i centri accettori profondi rilasceranno gradualmente lacune che *drifletteranno* verso gli elettrodi ciò causerà la formazione di uno spazio di carica negativa che schermanà il campo elettrico. Infatti, come risultato si ottiene il cambiamento nella distribuzione del campo elettrico che inizialmente è uniforme su tutto il cristallo e successivamente diminuisce con la distanza dall'anodo. In particolare, si ottiene un aumento del campo elettrico all'anodo ed una diminuzione al catodo, con la conseguente riduzione nel tempo della zona attiva del rivelatore. Le variazioni del campo elettrico si ripercuotono naturalmente sull'evoluzione temporale della corrente di leakage [1.12]. Questo è dovuto all'abbassamento con il tempo

della barriera Schottky come conseguenza dell'aumento del campo elettrico all'anodo. Questo fenomeno compromette le prestazioni del rivelatore attraverso una progressiva degradazione della risoluzione energetica e con lo spostamento del fotopicco di energia verso le basse energie.

Invece, il fenomeno non risulta evidente in rivelatori, fabbricati utilizzando una configurazione a contatti quasi ohmici come Au e Pt. Il comportamento del platino viene affrontato in letteratura descrivendolo sia di tipo ohmico [1.13] sia come iniettore di lacune [1.14]. Come è stato verificato in [1.15] il contatto ohmico è in grado di inibire il fenomeno della polarizzazione, con la formazione di uno spazio di carica positivo in rivelatori con struttura simmetrica Pt/CdTe/Pt [1.16, 1.17].

In accordo con il *charge accumulation model* (CAM) proposto da Toyama [1.11], il potenziale V ed il campo elettrico E possono essere ottenuti grazie alla risoluzione delle equazioni di Poisson in due regioni:

$$\frac{d^2}{dx^2}V(x,t) = \begin{cases} \frac{q}{\epsilon}N_T & 0 \leq x \leq \lambda \\ \frac{q}{\epsilon}N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] & \lambda \leq x \leq D \end{cases} \quad (1.3)$$

dove x è la posizione dall'interfaccia del contatto Schottky e ϵ è la costante dielettrica del semiconduttore. Usando le condizioni al contorno:

$$\begin{cases} E(\lambda-0,t) = E(\lambda+0,t) \\ V(\lambda-0,t) = V(\lambda+0,t) \\ V(0,t) = V_R \\ V(D,t) = 0 \end{cases} \quad (1.4)$$

e risolvendo l'equazione di Poisson il campo elettrico sarà dato dalla seguente (1.5):

$$E(x,t) = \begin{cases} -\frac{qN_T}{\epsilon}x + \frac{qN_T}{2\epsilon D} \left[D^2 - (D-\lambda)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{D} & 0 \leq x \leq \lambda \\ -\frac{qN_T}{\epsilon} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] x + \frac{qN_T}{2\epsilon D} \left[D^2 - (D+\lambda)^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{V_R}{D}, & \lambda \leq x \leq D \end{cases}$$

grazie al quale è possibile ottenere la dipendenza del campo elettrico dalla variazione dell'altezza di barriera e dunque dalla tensione applicata.

La dipendenza del campo elettrico dalla temperatura attraverso il tempo di *detrapping* spiega la riduzione degli effetti della polarizzazione a basse temperature. Gli effetti della polarizzazione sono anche legati allo spessore del materiale e alla tensione utilizzata. Infatti, risolvendo l'equazione di Poisson con le condizioni al contorno, permette di determinare il tempo caratteristico \bar{t}_p , definito come tempo di polarizzazione ovvero come il tempo in cui il campo elettrico diventa nullo al catodo espresso come [1.18]:

$$E(D, \bar{t}_p) = 0 \Leftrightarrow \bar{t}_p = \tau \log \left(\frac{L^2 - \lambda^2}{L^2} \left[1 - \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T L^2} \right]^{-1} \right) \quad (1.6)$$

che può essere approssimato come:

$$\bar{t}_p \approx \frac{\tau}{L^2} \left(-\lambda^2 + \frac{2\varepsilon V_R}{qN_T} \right) \quad \text{se} \quad \frac{V_R}{L(mm)^2} \ll 10^3 \quad (1.7)$$

la quale evidenzia che il tempo di polarizzazione dipende in maniera quadratica dallo spessore del rivelatore e in modo lineare dalla tensione di alimentazione.

La riduzione dello spessore comporta un miglioramento in termini di stabilità temporale; infatti, si ottiene una più piccola distanza di drift per le lacune, seguita purtroppo da una significativa riduzione dell'efficienza di rivelazione. Miglioramenti in termini di stabilità si ottengono anche grazie all'utilizzo di alte tensioni grazie all'aumento della zona di svuotamento del rivelatore. Inoltre, l'incremento del campo elettrico può essere utile al fine di aumentare il cammino libero medio dei portatori di carica ($\mu \cdot \tau \cdot E$); tuttavia questo incrementa pure la corrente di leakage e quindi il rumore nel rivelatore.

Sono state individuate e proposte anche altre tecniche [1.10] che permettono di ridurre gli effetti della polarizzazione, per esempio: rimuovere periodicamente la tensione di alimentazione e cortocircuitare gli elettrodi oppure illuminare il rivelatore con un'opportuna lunghezza d'onda in grado di interagire con i centri trappola.

Diversi sono stati nel corso negli anni i metodi proposti per la determinazione dei vari livelli energetici responsabili del fenomeno della polarizzazione attraverso analisi basate su:

- misure di corrente [1.11, 1.19, 1.20];
- misure di campo elettrico [1.12];
- misure della risposta spettroscopica [1.18, 1.20].

Il presente lavoro di tesi sfrutterà questi differenti metodi rispettivamente nel Capitolo 2, Capitolo 3 e Capitolo 4 per la determinazione dei livelli energetici dei centri accettori profondi su campioni di rivelatori planari del tipo Al/CdTe/Pt. Per maggiore chiarezza i predetti metodi verranno introdotti nel corso dei relativi capitoli.

1.5 Rivelatori unipolari

Per poter minimizzare le distorsioni spettrali causate dal trapping delle lacune sono stati realizzati rivelatori in cui il segnale legato alle lacune è relativamente piccolo rendendo dunque il rivelatore sensibile ad un solo tipo di portatore di carica.

È possibile realizzare tali dispositivi attraverso l'uso di tecniche elettroniche che riguardano il processamento dei segnali dei rivelatori (*pulse rise time discrimination* [1.21], analisi biparametrica [1.22, 1.23]) ed attraverso la realizzazione di particolari layout geometrici degli elettrodi, tra questi: *griglie di Frisch* [1.24, 1.25], *pixel* [1.26 - 1.28], *griglie complanari* [1.29], *strip* [1.30,1.31] e *configurazioni con elettrodi multipli* [1.32 - 1.35].

Illustriamo di seguito il principio di funzionamento di alcune configurazioni unipolari, tra questi i rivelatori a pixel utilizzati durante le attività di ricerca.

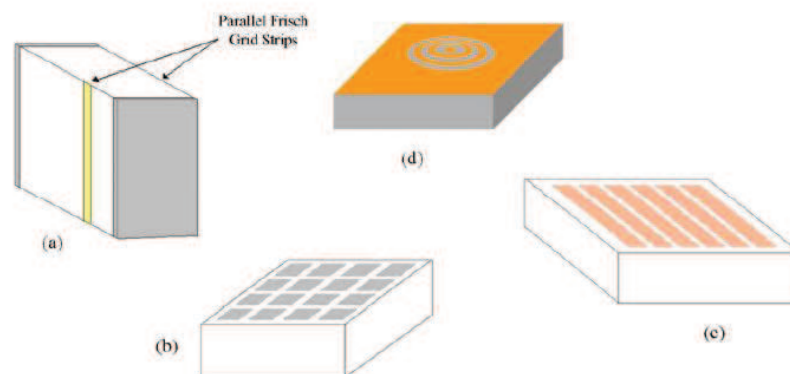


Figura 1.5 – Configurazione di rivelatori unipolari ampiamente utilizzati in rivelatori CdTe e CdZnTe [1.3]; (a) rivelatore con griglia di Frisch, (b) pixel, (c) strip e (d) elettrodi multipli.

Le prime strutture unipolari sono state utilizzate in rivelatori a gas da Frish [1.36] per superare il problema del lento moto di *drift* degli ioni. Un semplice rivelatore a griglia Frisch può essere costruito utilizzando strisce metalliche parallele sulle facce opposte del rivelatore [strisce gialle di figura 1.5 (a)]. La griglia di Frisch delimita una regione in cui il campo elettrico ha intensità maggiore rispetto a quello presente nel resto della camera, come mostrato in figura 1.6.

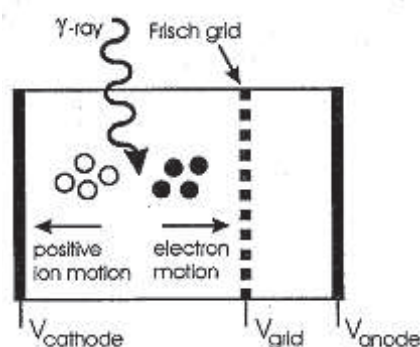


Figura 1.6 – Rivelatore con griglia di Frisch [1.37].

La griglia Frisch deve schermare l’anodo dal moto degli elettroni tra la griglia ed il catodo. In particolare, il rivelatore con griglia di Frisch funziona come due camere indipendenti ovvero la regione tra il catodo e la griglia e la regione fra la griglia e l’anodo. Nella prima camera, la regione tra il catodo e la griglia, in cui la carica verrà ionizzata e la carica indotta sugli elettrodi (catodo e griglia) dipenderà dall’angolo di emissione. Gli elettroni allora si dirigeranno per *drift* verso la seconda camera, la parte tra la griglia e l’anodo. In questa parte della camera gli elettroni saranno presenti sempre alla stessa distanza dall’anodo e la carica indotta sugli elettrodi sarà uguale alla carica che ha superato la griglia.

Pixel e strip sull’anodo dei rivelatori [figure 1.5 (b) e (c)], sono utilizzati per essere sensibili alla posizione, e sono anche caratterizzati da proprietà unipolari. Il piccolo elettrodo anodico centrale e le molteplici elettrodi ad anello sulla superficie dell’anodo dei rivelatori, come mostrato nella figura 1.3 (d), permettono di ottimizzare la raccolta della carica, minimizzando l’effetto del *trapping* delle lacune sugli spettri misurati.

In particolare i rivelatori a strip hanno strisce strette e lunghe come elementi di base del rivelatore. Le strisce di solito si estendono per l’intera lunghezza del rivelatore, dando così solo informazioni unidimensionali della posizione della carica sul sensore. Le strisce sono solitamente alimentate da una linea di connessione condivisa.

Per esempio in figura 1.7 viene mostrato il principio di funzionamento di un rivelatore a strip in Silicio. Quando una particella carica entra nel rivelatore essa ionizzerà gli atomi nel suo percorso attraverso il materiale (bulk) con la formazione di coppie elettrone-lacuna. Le cariche in questo modo si muovono lungo le linee di campo generate dalla strip corrispondente. In particolare nel caso posto in figura 1.7 quando le lacune raggiungono le strip di tipo p sono raccolte e inducono una carica che viene misurata con l'apposita elettronica di lettura. In questo modo è possibile determinare dove la particella carica ha attraversato il rivelatore.

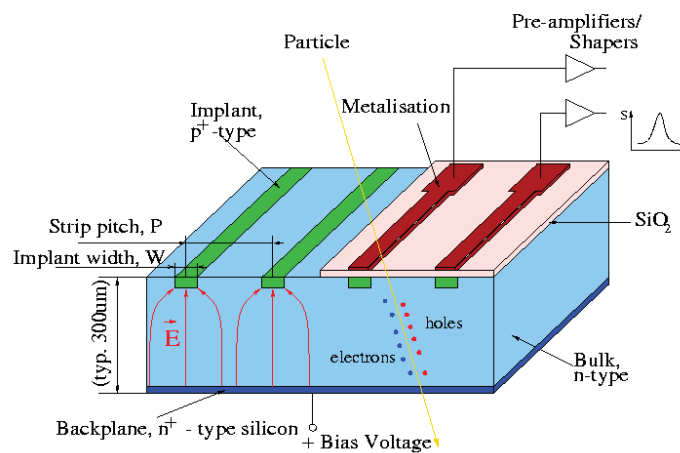


Figura 1.7 – Principio di funzionamento di un rivelatore a strip basato su Si [1.38].

Invece, nell'ambito dei sistemi di rivelazione, un rivelatore a pixel rappresenta un dispositivo capace di raccogliere immagini (in senso lato, radiazione e particelle) per cui le dimensioni dei pixel rappresentano la granularità con cui le informazioni sono acquisite. Il teorema Shockley-Ramo [1.39] introduce il concetto del potenziale pesante che descrive quando e dove i portatori di carica inducono un segnale sull'elettrodo quando si muovono nel rivelatore. In un rivelatore a pixel, riducendo le dimensioni del pixel relative allo spessore del rivelatore, il potenziale pesante diventa notevolmente maggiore vicino al pixel se comparato con il catodo, come mostrato in figura 1.8. La stessa figura confronta il potenziale pesante di un rivelatore a pixel e di uno planare; quantità adimensionale compresa tra 0 e 1 che rappresenta il potenziale elettrico presente nel volume del rivelatore, applicando un potenziale unitario all'elettrodo di raccolta e nullo per altri elettrodi. Il potenziale pesante è una tecnica che consente di ricavare il campo elettrico effettivo all'interno del volume del rivelatore e permette di stabilire la forma delle linee di forza in vicinanza degli elettrodi. È possibile migliorare le proprietà unipolari di rivelatori a pixel riducendo il rapporto w/L (ossia dimensioni del pixel diviso spessore rivelatore), secondo la teoria del *small pixel effect* [1.26]. In accordo con questa teoria solo i portatori

che si muovono vicino al pixel inducono la carica. Così solamente gli elettroni, che come ben noto nel CdTe e nel CdZnTe hanno migliori proprietà di trasporto inducono una carica significativa sul pixel al contrario il segnale prodotto dalle lacune è trascurabile. Pertanto, vengono superati i problemi dovuti alla scarsa proprietà di trasporto delle lacune.

Tuttavia, una limitazione dei rivelatori dotati di pixel le cui dimensioni sono molto piccole è il *charge sharing* tra i pixel [1.40, 1.41, 1.42]. La probabilità di *charge sharing* tra i pixel è maggiore se la carica generata dall'interazione con il rivelatore e che diffonde perpendicolarmente al campo elettrico applicato si estende in una zona maggiore rispetto alle dimensioni del pixel. Così, le radiazioni incidenti con energia maggiore produrranno una grande quantità di elettroni che quindi causano un maggiore *charge sharing* tra i pixel. Questo fenomeno causa peggioramenti nella risoluzione energia se non viene compreso e corretto [1.43].

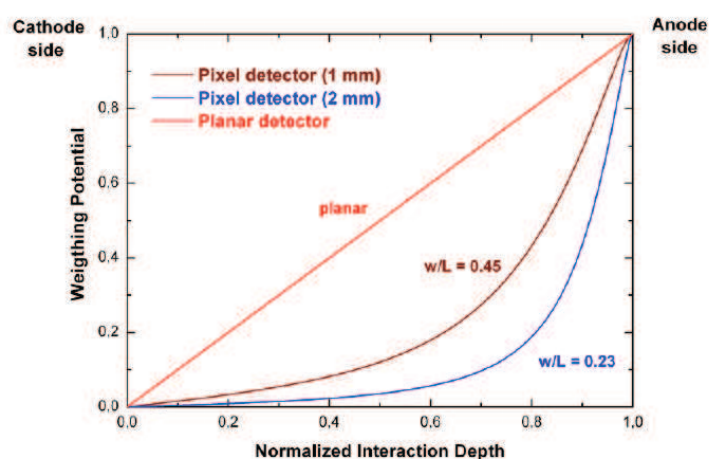


Figura 1.8 – Potenziale per rivelatori a pixel e un rivelatore planare in funzione della profondità dell'interazione normalizzata allo spessore del rivelatore; il parametro w/L è il rapporto tra la dimensione del pixel e lo spessore del rivelatore [1.3].

1.6 Applicazioni mediche ed astrofisiche

Le proprietà dei rivelatori basati su semiconduttori composti, come il CdTe ed il CZT, hanno stimolato gran parte della comunità scientifica verso attività di ricerca mirate alla realizzazione di sistemi di rivelazione X e gamma, basati su CdTe e CZT, per le più svariate applicazioni (fisica nucleare [1.1, 1.4], astrofisica [1.44, 1.45], medicina [1.46, 1.47], beni culturali [1.48, 1.49], sicurezza [1.4, 1.50], etc.).

In questo paragrafo si discuteranno, in particolare, le applicazioni dei rivelatori CdTe e CdZnTe in medicina ed in astrofisica, discipline per le quali sono stati progettati e sviluppati i rivelatori studiati durante le attività di Dottorato.

Sicuramente questi rivelatori trovano largo impiego in campo medico grazie all'elevata sezione d'urto di assorbimento, l'abilità a lavorare a temperature ambiente, basse tensioni di polarizzazione e piccole dimensioni. Per esempio nell'utilizzo di sonde per diagnosi di infezioni dentali e problemi cardiovascolari [1.51]

Esistono inoltre diverse tecniche di imaging in ambito medico tra le quali: la tomografia computerizzata (CT *computerized tomography*) a raggi X, la tomografia ad emissione di positroni (PET *positron emission tomography*) e la tomografia ad emissione di singolo fotone (SPECT *Single photon emission computed tomography*).

In tali sistemi, i rivelatori CdTe vanno a competere con scintillatori a stato solido basati generalmente su ioduro di sodio (NaI), germanato di Bismuto (BGO) ed ortosilicato di lutezio (LSO). Infatti, vi sono diversi gruppi che già da alcuni anni sperimentano l'utilizzo di rivelatori a CdTe, che, rispetto ai primi, presentano la possibilità di ottenere pixel di dimensioni submillimetriche e quindi una risoluzione spaziale intrinseca inferiore al millimetro. Inoltre, presentano una risoluzione energetica superiore rispetto a quella mostrata dai rivelatori a scintillazione (2% FWHM a 511 keV; 10% FWHM per gli scintillatori [1.47]). Il limite che attualmente mostrano questi rivelatori è legato alla scarsa risoluzioni temporali, se confrontate con quelle degli scintillatori.

Un'altra importante applicazione nel campo dell'imaging medico è lo sviluppo di sistemi di imaging mammografico per la rivelazione di tumori precoci. L'imaging 3D della mammella può superare le limitazioni della mammografia convenzionale, dovute alla sovrapposizione 2D delle varie strutture anatomiche. In questo caso i rivelatori CdTe vanno a competere con i rivelatori a stato solido basati su Si e Ge grazie alla possibilità di realizzare sistemi compatti in grado di operare a temperatura ambiente nonostante una peggiore risoluzione energetica.

Nell'ambito dell'imaging medicale, i fasci X diagnostici sono generalmente caratterizzati da ratei di fluenza superiori a 10^6 fotoni/mm²/s e, quindi, in tale ambiente, la realizzazione di sistemi spettroscopici di elevata risoluzione rappresenta ancora una grande sfida. Per questo motivo l'interesse della comunità scientifica è rivolto alla realizzazione di prototipi di sistemi spettroscopici basati su rivelatori a semiconduttore composti accoppiati ad elettronica di *front-end* veloce e di basso rumore e seguita da elettronica di *back-end* basata su nuove tecniche di *digital pulse processing* (DPP) [1.52, 1.53].

L'elettronica di lettura di un rivelatore gioca un ruolo importante sulle prestazioni complessive del sistema di rivelazione (rumore, velocità di risposta). Le attuali catene di lettura si basano prevalentemente su circuiti analogici. Tali sistemi rappresentano spesso il collo di bottiglia di tutto sistema di rivelazione, soprattutto per acquisizioni in condizioni di rateo elevato. Negli ultimi anni, il notevole miglioramento delle prestazioni dei convertitori analogico-digitale (ADC) e la maggiore flessibilità dei sistemi digitali rispetto a quelli analogici ha stimolato la ricerca e lo sviluppo di catene di lettura prettamente digitali [1.54, 1.55]. Un altro campo in cui trovano largo impiego è quello legato all'astrofisica con la realizzazione di rivelatori da piano focale per i telescopi X. Infatti si è puntato molto nell'utilizzo di questi materiali in numerose missioni spaziali.

Bibliografia

- [1.1] “*11th International Workshop on Room Temperature Semiconductor X and γ -ray Detectors and Associated Electronics*” – Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 458 , 1-2 (2001).
- [1.2] **A. Owens, A. J. Peacock et al.** – “*Progress in compound semiconductors*” – Proc. SPIE 4851, X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy, 1059 (2003).
- [1.3] **S. Del Sordo, L. Abbene et al.** – “*Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications*” – Sensors (2009).
- [1.4] **T. E. Schlesinger, R. B. James** – “*Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Applications, Semiconductors and Semimetals*” – Vol. 43, Accademic Press, New York (1995).
- [1.5] **A. Owens** – “*Semiconductor materials and radiation detection*” – Journal of Synchrotron Radiation, 13 (2006).
- [1.6] **A. Owens, A. Peacock** – “*Compound semiconductor radiation detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 531, Issues 1–2 (2004).
- [1.7] **T. Takahashi, S. Watanabe** – “*Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors*” - Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 48 (2001).
- [1.8] **M. Ayoub, M. Hage-Ali et al.** – “*Annealing effects on defect levels of CdTe:Cl materials and the uniformity of the electrical properties*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 50 (2003).
- [1.9] **T. E. Schlesinger, R. b. James** – “*Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detector Application*” – Semiconductors and semimetals vol.43, Treatise Editors: R. K. Willardson, A. C. Beer, Eicke R. Weber (1995).

- [1.10] **P. Siffert, J. Berger et al.** – “*Polarization in Cadmium Telluride Nuclear Radiation Detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, vol. 23, no.1, p.159, (1976).
- [1.11] **H. Toyama, A. Higa** – “*Analysis of Polarization Phenomenon and Deep Acceptor in CdTe Radiation Detector*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, 2006. IEEE, vol.6, no., pp.3694 (2006).
- [1.12] **A. Cola, I. Farella** – “The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors” – Applied Physics Letters, vol.94, no.10, pp.102113 (2009).
- [1.13] **J. Fink, H. Krüger et al.** – “*Characterization of charge collection in CdTe and CZT using the transient current technique*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 560, p 435 (2006).
- [1.14] **C. Matsumoto, T. Takahashi et al.** – “*Performance of a new Schottky CdTe detector for hard x-ray spectroscopy*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 45, p 428 (1998).
- [1.15] **U. Lachish** – “*The role of contacts in semiconductor gamma radiation detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 403, p 417 (1998).
- [1.16] **A. Zumbiehl, M. Hage-Ali et al.** – “*Electric field distribution in CdTe and Cd_{1-z}Zn_zTe nuclear detectors*” – J. Cryst. Growth, volume 197, p 650 (1999).
- [1.17] **K. Suzuki, T. Sawada et al.** – “*Effect of dc bias field on the time-of-flight current waveforms of CdTe and CdZnTe detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume. 58, no. 4, p 1958 (2011).
- [1.18] **A. Meuris, O. Limousin et al.** – “*Characterization of polarization phenomenon in Al-Schottky CdTe detectors using a spectroscopic analysis method*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 654, Issue 1, p. 293 (2011).
- [1.19] **F. Principato, G. Gerardi, A. A. Turturici, L. Abbene** – “*Time-dependent current-voltage characteristics of Al/p-CdTe/Pt x-ray detectors*” – Journal of Applied Physics, 112, 094506 (2012).

- [1.20] **F. Principato, A. A. Turturici, M. Gallo, L. Abbene** – “*Polarization phenomena in Al/p-CdTe/Pt X-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 730, p. 141 (2013).
- [1.21] **V.T Jordanov, J. A. Pantazis et al.** – “*Compact circuit for pulse rise-time discrimination*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 380, Issues 1–2 (1996).
- [1.22] **M. Richter, P. Siffert** – “*High resolution gamma ray spectroscopy with CdTe detector systems*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 322 (1992) 529.
- [1.23] **N. Auricchio, L. Amati et al.** – “*Twin shaping filter techniques to compensate the signals from CZT/CdTe detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 52 (2005) 1982.
- [1.24] **D. S. McGregor, Z. He et al.** – “*Single charge carrier type sensing with a parallel strip pseudo-Frisch-grid CdZnTe semiconductor radiation detector*” – Applied Physics Letters 72 (1998) 792.
- [1.25] **A.E. Bolotnikov, G. C. Camarda et al.** – “*Performance characteristics of Frisch-ring CdZnTe detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 53 (2006) 607 .
- [1.26] **H.H. Barrett, J. D. Eskin et al.** – “*Charge transport in arrays of semiconductor gamma-rays detectors*” – Physical Review Letters: Volumes 75 (1995) 156.
- [1.27] **I. Kuvvetli, C. Budtz-Jorgensen et al.** – “*Pixelated CdZnTe drift detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 52 (2005) 1975.
- [1.28] **L. Abbene, S. Del Sordo et al.** – “*Investigation on pixellated CZT detectors coupled with a low power readout ASIC*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, (2008) 478.
- [1.29] **P. N. Luke** – “*Unipolar charge sensing with coplanar electrodes-application to semiconductor detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 42 (1995) 207.
- [1.30] **A. Shor, Y. Eisen et al.** – “*Optimum spectroscopic performance from CZT γ - and X-ray detectors with pad and strip segmentation*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 428 (1999) 182.

- [1.31] **E. Perillo, A. Cola et al.** – “*Spectroscopic response of a CdTe microstrip detector when irradiated at various impinging angles*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 531 (2004) 125.
- [1.32] **C.L. Lingren, B. Apotovsky et al.** – “*Cadmium-zinc-telluride, multiple-electrode detectors achieve good energy resolution with high sensitivity at room-temperature*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on ,45 (1998) 43.
- [1.33] **H. Kim, L. Cirignano et al.** – “*Investigation of the energy resolution and charge collection efficiency of Cd(Zn)Te detectors with three electrodes*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 51, 3 (2004) 1229.
- [1.34] **L. Abbene, S. Del Sordo et al.** – “*Spectroscopic response of a CdZnTe multiple electrode detector*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 583, (2007), 324.
- [1.35] **M. A. J. van Pamelan, C. Budtz-Jørgensen et al.** – “*CdZnTe drift detector with correction for hole trapping* ” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 411 (1998) 197.
- [1.36] **O. R. Frisch**, *Unpublished report, BR-49*. British Atomic Energy.
- [1.37] **D. S. McGregor, Z. He et al.** – “*CdZnTe semiconductor parallel strip Frisch grid radiation detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on , volume 45, p 443 (1998).
- [1.38] **High Energy Physics Department of Firenze**. *Silicon Detector.gif*. url: http://hep.fi.infn.it/CMS/sensors/Silicon_Detector.gif.
- [1.39] **Z. He** – “*Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 463 (2001) 250.
- [1.40] **M. Wilson, P. Seller et al.** – “*Investigation of the Small Pixel Effect in CdZnTe detectors*” – IEEE Nuclear Science Symposium Conference (2007) 1255.
- [1.41] **M. Veale, S. Bell et al.** – “*An ASIC for the study of charge sharing effects in small pixel CdZnTe X-ray detectors*” – IEEE Transactions on Nuclear Science 58 (2011) 2357.

- [1.42] **M. Veale, S. Bell et al.** – “*Investigating the Small Pixel Effect in CdZnTe hard X-ray detectors - the PIXIE ASIC*” – Nuclear Science Symposium Conference (2010) 3789.
- [1.43] **C. Allwork, D. Kitou et al.** – “*X-ray beam studies of charge sharing in small pixel, spectroscopic CdZnTe detectors*” – IEEE Transactions on Nuclear Science 99 (2012).
- [1.44] **C. M Stahle, B. H Parker et al.** – “*CdZnTe and CdTe detector array for hard X-ray and gamma ray astronomy*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 436 (1999) 138.
- [1.45] **M. Bavdaz, A. Peacock et al.** – “*Future space applications of compound semiconductor X-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 458 (2001) 123.
- [1.46] **C. Scheiber, George C Giakos.** – “*Medical application of CdTe and CdZnTe detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 458 (2001) 12.
- [1.47] **Y. Eisen, A. Shor et al.** – “*CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 428 (1999) 158.
- [1.48] **R. Cesareo, G. E. Gigante et al.** – “*Thermoelectrically cooled semiconductor detectors for non-destructive analysis of works of art by means of energy dispersive X-ray fluorescence*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 428 (1999) 171.
- [1.49] **A. Castellano, R. Cesareo et al.** – “*Detection of detachments and inhomogeneities in frescos by Compton scattering*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 234 (2005) 548.
- [1.50] **R Arlt, D. E Rundquist et al.** – “*Room temperature semiconductor detectors for safeguards measurements*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 380 (1996) 455.
- [1.51] **G. Entine, D. A. Garcia et al.** – “*Review of CdTe medical applications*” – Rev. Phys. Appl. 12 (1977) 355.
- [1.52] **L. Abbene, G. Gerardi et al.** – “*High-rate x-ray spectroscopy in mammography with a CdTe detector: A digital pulse processing approach*” – Medical Physics, 37 (2010) 6147.

- [1.53] **L. Abbene, G. Gerardi et al.** – “*Direct Measurement of Mammographic X-Ray Spectra with a Digital CdTe Detection System*” – Sensors 12 (2012) 8390.
- [1.54] **A. Georgiev, W. Gast** – “*Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, 40 (1993) 770.
- [1.55] **L. Arnold, R. Baumann, et al.** – “*TNT digital pulse processor*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on , 53 (2006) 723.

CAPITOLO 2

Caratterizzazione Elettrica di Rivelatori CdTe Planari

L'argomento principale del lavoro presentato in questo capitolo riguarda lo studio delle proprietà elettriche di rivelatori planari (cioè con elettrodi piani), basati su CdTe, realizzati dall'AcroRad (Japan) con spessori di 2.0 e 0.75 mm e geometria quadrata di area di $4.1 \times 4.1 \text{ mm}^2$. I prototipi sono realizzati con cristalli di CdTe, orientati lungo la direzione (111), con resistività di circa $10^9 \text{ } (\Omega \cdot \text{cm})$, leggermente drogati di tipo p, e cresciuti usando il "Traveling Heater Method" (THM). I rivelatori con differente spessore sono stati ottenuti da fette di cristallo CdTe differente.

I prototipi, utilizzati per questo lavoro di tesi, presentano un contatto bloccante per le lacune sull'anodo, ottenuto depositando alluminio (Al) sulla faccia Te del cristallo, seguito da uno strato di Titanio (Ti) e oro (Au). Sulla faccia opposta del cristallo di CdTe è stato depositato il Platino (Pt), ottenendo in tal modo un contatto quasi ohmico sul catodo.

Un'altra importante caratteristica di questi prototipi è la presenza di un anello di guardia di larghezza pari a $950 \text{ } \mu\text{m}$, che circonda l'anodo e da esso elettricamente isolato e distanziato di $50 \text{ } \mu\text{m}$. La presenza dell'anello di guardia ha sia lo scopo di eliminare la corrente di leakage superficiale, sia di variare la configurazione del campo elettrico all'anodo per ottimizzare la raccolta di carica [2.1]. Invece, non si hanno informazioni se e come siano state trattate le superfici laterali del rivelatore. Nella caratterizzazione di questi prototipi l'elettrodo di guardia è stato posto allo stesso potenziale del pixel (anodo), permettendo così di misurare le basse correnti (pA) che attraversano i dispositivi in polarizzazione inversa (ovvero polarizzando negativamente il catodo).

La figura 5.1 (a) mostra il rivelatore montato sul package, la faccia visibile è il catodo (Pt), invece, la figura 5.1 (b) mostra il layout dell'anodo.

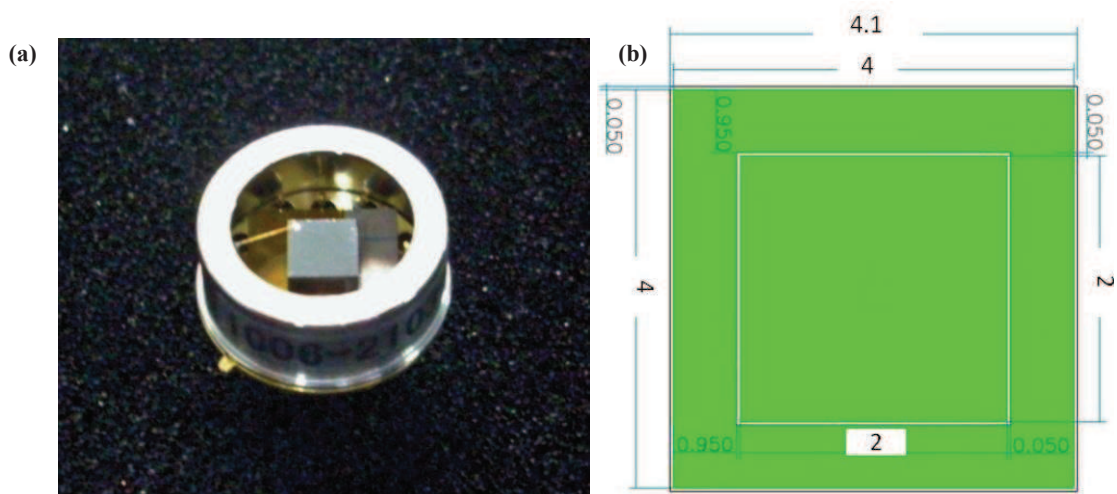


Figura 2.1 – (a) Rivelatore Acrorad sigla 1006-2103-1-3 spessore 2.0 mm; (b) layout dell’anodo, dimensioni in mm [2.2].

Nella tabella 2.1 sono riportati i parametri caratteristici dei rivelatori, già precedentemente descritti.

Caratteristiche dei rivelatori	
Rivelatori CdTe dotati di guard ring sull’anodo	Acrorad (Japan)
Superficie	4.1 x 4.1 mm ²
Area attiva	2 x 2 mm ²
Spessore	2.0 mm o 0.75 mm
Catodo	Pt
Anodo	Au/Ti/Al

Tabella 2.1 – Caratteristiche principali dei rivelatori Acrorad.

2.1 Set-up per la caratterizzazione elettrica dei rivelatori

La caratterizzazione elettrica dei rivelatori è basata su misure delle caratteristiche tensione-corrente (I-V) al variare della temperatura e su misure dell’evoluzione temporale della corrente a tensione fissa. Nella prima fase dell’attività è stato preparato il set-up per la misura delle caratteristiche I-V a varie temperature rappresentato in figura 2.2.

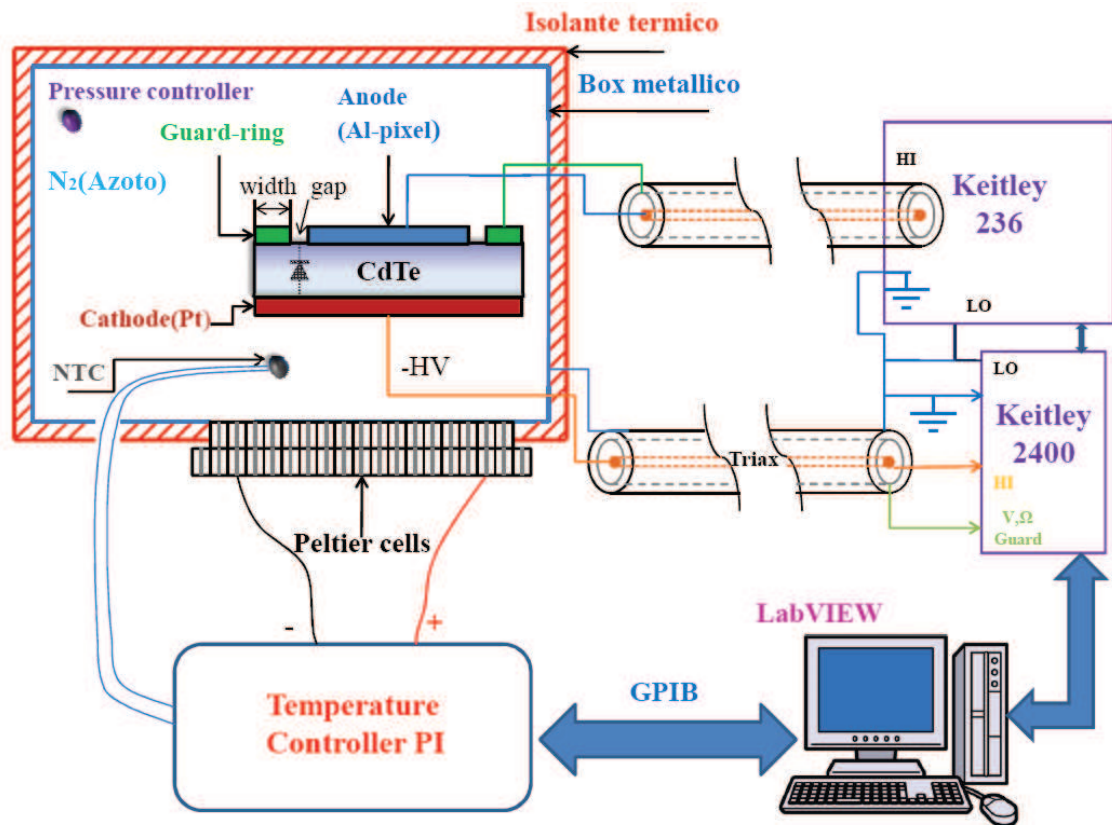


Figura 2.2 – Schema a blocchi del set-up di misure per le caratteristiche I-V.

Il rivelatore è stato montato su un *PCB* (*printed circuit board*) a bassa perdita *PTFE* (politetrafluoroetilene) così da minimizzare la corrente di leakage del substrato, ed inserito all'interno di un box metallico a tenuta di gas e di luce al fine di isolare il sistema dalle radiazioni luminose e da segnali elettromagnetici. Il box metallico è chiuso ermeticamente ed isolato termicamente. L'utilizzo di un sistema a due celle Peltier ha permesso di raggiungere temperature nel range $-30 - 60$ °C con una precisione di 0.1 °C. Per evitare la formazione della condensa che potrebbe formarsi a basse temperature e danneggiare il rivelatore, viene immesso azoto nel box metallico. Il valore di pressione viene costantemente controllato attraverso un sensore di pressione (*MPXH6300A* trasduttore piezoresistivo in silicio). All'interno del box metallico è stato inserito anche un sensore di temperature del tipo *NTC* (*Negative temperature coefficient*) di 10 k Ω a 25 °C. La temperatura all'interno del box metallico viene controllata grazie alla realizzazione di un apposito controllore di temperatura del tipo *PI* (*proportional-integral*) che pilota le celle Peltier poste a contatto con il box metallico. La temperatura viene monitorata grazie alla realizzazione di un'apposita interfaccia realizzata in *Labview*, il linguaggio di programmazione visuale della National Instruments.

L'alimentazione del rivelatore viene fornita con il *source-meter-unit* (SMU) *Keitley 2410* il quale eroga tensioni fino ad un massimo di 1100 V. Viste le bassi correnti che caratterizzano i rivelatori, la relativa misura è stata effettuata attraverso lo SMU *Keitley 236* che misura correnti con un'accuratezza pari a: $\pm (0.3 \% I_{\text{mis}} + 100 \text{ fA})$. Anche in questo caso la gestione degli strumenti è avvenuta attraverso l'utilizzo di appositi programmi realizzati in *Labview*. Lo schema a blocchi di figura 2.2 evidenzia i collegamenti tra gli strumenti e il rivelatore, realizzato con cavi triassiali, che consentono di misurare correnti dell'ordine del pA.



Figura 2.3 – Set-up di misure per le caratteristiche I-V.

2.1.1 Settaggio e sincronizzazione degli strumenti

Per poter sincronizzare correttamente i due SMU ed avere un controllo accurato sull'intervallo di tempo che intercorre tra il settaggio della tensione e la misura della corrente è stato necessario settare opportunamente i parametri del ciclo *SDM* (*Source-delay-measure*) degli *SMU*.

Il ciclo SDM mostrato in figura 2.4 consiste nel [2.3]:

- a. Impostazione della tensione desiderata.
- b. Tempo di attesa prima dell'inizio del ciclo di misura (*source delay*).
- c. Misura.

Quando il valore di tensione viene impostato, devono trascorrere circa 100 μsec (*trigger latency*) prima che il valore di tensione sia presente ai terminali di uscita dello strumento.

La durata della fase del *source delay*, che in genere è utilizzata per permettere alla tensione di uscita di stabilizzarsi prima di avviare il ciclo di misura, può essere settata dall'operatore. Successivamente inizia la misura con il campionamento del valore di corrente e la conversione A/D.

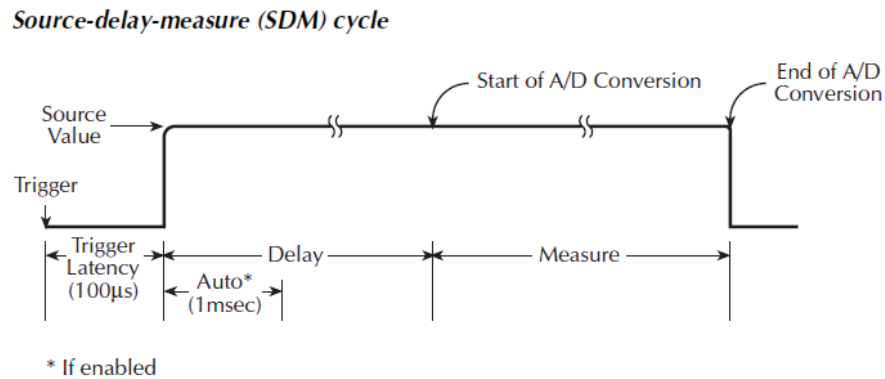


Figura 2.4 – Ciclo SDM dei source meter Keitley [2.3].

Le caratteristiche corrente-tensione sono state eseguite in modalità scansione (*sweep*) descritta in figura 2.5.

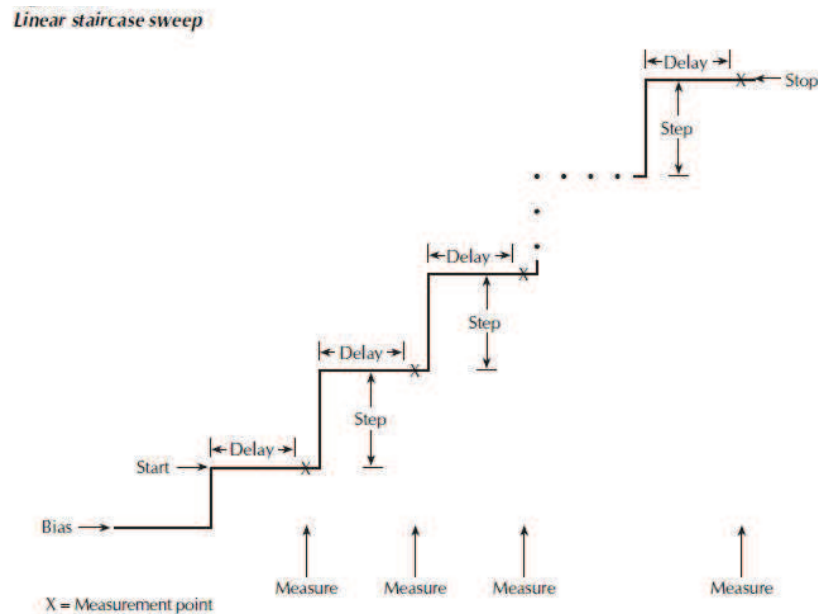


Figura 2.5 – Modalità *sweep* dei source meter usata per misurare per le caratteristiche I-V [2.3].

Le fasi di alimentazione e lettura dei due SMU vengono comandate attraverso l'utilizzo di segnali di trigger. In particolare, quando il *source meter Keitley 2410* imposta il suo valore di tensione invia un trigger all'unità *Keitley 236*, che avvia il ciclo di misura.

Al termine della conversione A/D, l'unità *Keitley 236* invia un trigger all'unità *Keitley 2410* per iniziare il settaggio del nuovo valore di tensione. Il tempo di ritardo (*source*

delay) t_d tra l'impostazione della tensione e l'inizio della fase di misura della corrente può essere variato tra 0 e 65 s. La fase di misura comprende anche il tempo di integrazione della conversione A/D, che è stato scelto pari a 17 ms, un buon compromesso tra velocità e immunità ai disturbi. Il tempo totale della misura ottenuto misurando il ritardo tra i due impulsi consecutivi di trigger con $t_d = 0$ è circa 30 ms. Quindi, il ritardo totale T_d tra il momento dell'impostazione della tensione e il tempo di fine conversione A/D è $T_d = t_d + 30 \text{ ms}$. Il T_d include la latenza del trigger (200 μs), i tempi di configurazione della sorgente (50 μs) e il tempo di assestamento (100 μs) di entrambe le unità SMU. In figura 2.6 si nota che fissando un *delay* di 10 ms i trigger distano tra di loro 40 ms, dunque con l'attuale set-up non è possibile ottenere informazioni sotto i 30 ms.

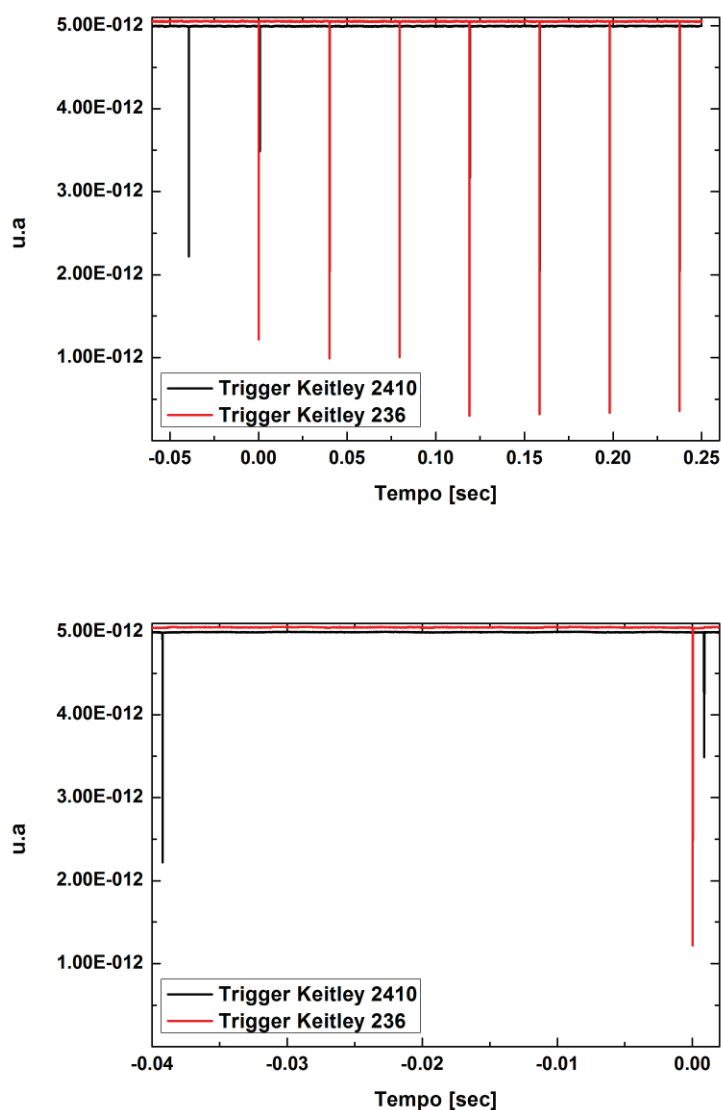


Figura 2.6 – Segnali di trigger usati per la sincronizzazione dei *source meter*, con $t_d = 10 \text{ ms}$ essi distano di circa 40 ms.

2.2 Set-up per la misura dei transistori di corrente

Ottenute le caratteristiche I-V dei rivelatori è stata misurata l'evoluzione temporale della corrente a tensione di alimentazione fissa per tempi di risposta inferiori a 30 ms. Per misurare con precisione le bassi correnti, che caratterizzano il rivelatore con tempi di campionamento del millisecondo, è stato realizzato un amplificatore a transimpedenza, mostrato in figura 2.7, utilizzando l'amplificatore operazionale di precisione *AD549* con guadagno di 1 nA/V. La tensione di alimentazione al rivelatore viene fornita da un generatore di alta tensione prodotto dalla *ORTEC* mod. *456H* attraverso un filtro passa-basso RC con un tempo di salita di circa 50 μ s.

L'uscita in tensione dell'amplificatore, viene acquisita attraverso la scheda *PCI-NI 4551* a 16 bit. Prima di applicare la tensione, il rivelatore viene depolarizzato alimentandolo a zero Volt per un tempo sufficientemente lungo da eliminare effetti di polarizzazione residui dalla misura precedente.

In figura 2.8 è mostrato l'accessorio *BNC-2140* (National Instrument) che permette l'interfaccia tra l'uscita dell'amplificatore *AD549* e l'ingresso della scheda *PCI-4551*.



Figura 2.7 – Amplificatore a transimpedenza realizzato con l'amplificatore operazionale *AD549*.



Figura 2.8 – Accessorio *BNC-2140* (National Instrument) di interfaccia tra l'amplificatore *AD549* e la scheda di campionamento *PCI-4551*.

Il rivelatore viene polarizzato alimentando il catodo a tensione negativa, mentre l'anodo viene tenuto a massa; il guard ring viene tenuto a massa ma elettricamente isolato dall'anodo [2.4], come si mostra in figura 2.9. Anche in questo caso, è stato fondamentale scrivere un apposito programma realizzato in *Labview*, per la gestione degli strumenti.

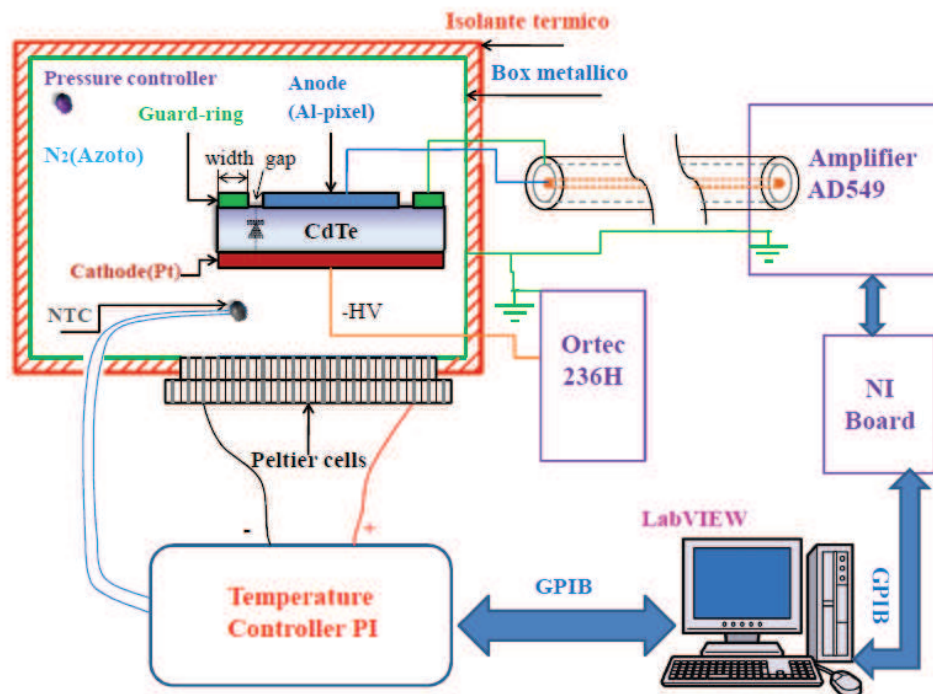


Figura 2.9 – Set-up di misure per i transistori di corrente.

2.3 Risultati

Qui di seguito vengono presentati i risultati delle misure elettriche dei rivelatori CdTe Acrorad al fine di studiare sia il meccanismo di trasporto di carica sia le caratteristiche della giunzione raddrizzante Al/CdTe [2.5, 2.6].

2.3.1 Caratteristiche I-V

La figura 2.10 mostra le curve I-V, misurate a temperatura ambiente ($T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$), relative a due campioni di rivelatore con spessori 0.75 e 2.0 mm. I risultati di figura 2.10 mettono in evidenza che nel funzionamento da rivelatore (polarizzazione inversa) la riduzione dello

spessore del campione ha come effetto la riduzione delle correnti di leakage e quindi del rumore nei rivelatori.

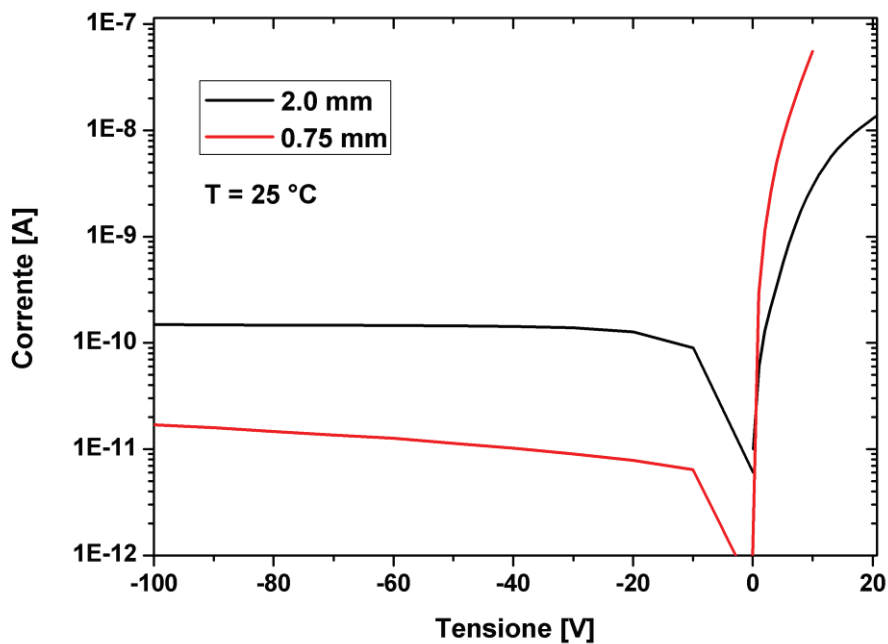


Figura 2.10 – Curve I-V dei rivelatori CdTe di differente spessore.

Le figure 2.11 e 2.12 mostrano le caratteristiche I-V al variare della temperatura nell'intervallo -25 – 40 °C e nel range di tensione -1000 – 100 V per il rivelatore da 2.0 mm e nel range di tensione -100 V – 20 V per il rivelatore da 0.75 mm. Per il rivelatore da 0.75 mm è stato scelto un range di tensioni più basso per preservarne il funzionamento. Sfortunatamente, il rivelatore da 0.75 mm di spessore è stato investigato in un range di tensione inferiore rispetto a quello utilizzato come vedremo più avanti per la caratterizzazione elettrica dei transistori di corrente, spettroscopica ed elettro-ottica. Il tempo che intercorre tra settaggio della tensione e misura della corrente è stato fissato a 130 ms. I rivelatori evidenziano correnti di leakage molto contenute in polarizzazione inversa; per esempio il rivelatore da 2.0 mm ha correnti pari a 0.3 nA a 25 °C e 2.4 pA a -25 °C con una tensione inversa di 1000 V. La minore corrente nel rivelatore meno spesso è probabilmente dovuta al diverso campo elettrico all'interno del rivelatore a parità di tensione e alla minore densità dei difetti nel rivelatore meno spesso.

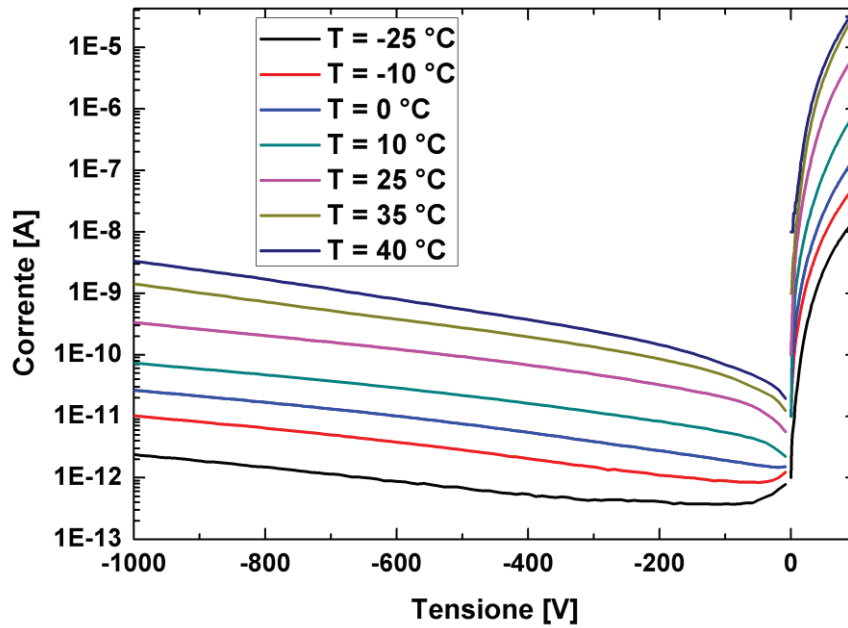


Figura 2.11 – Curve I-V del rivelatore CdTe spesso 2.0 mm al variare della temperatura.

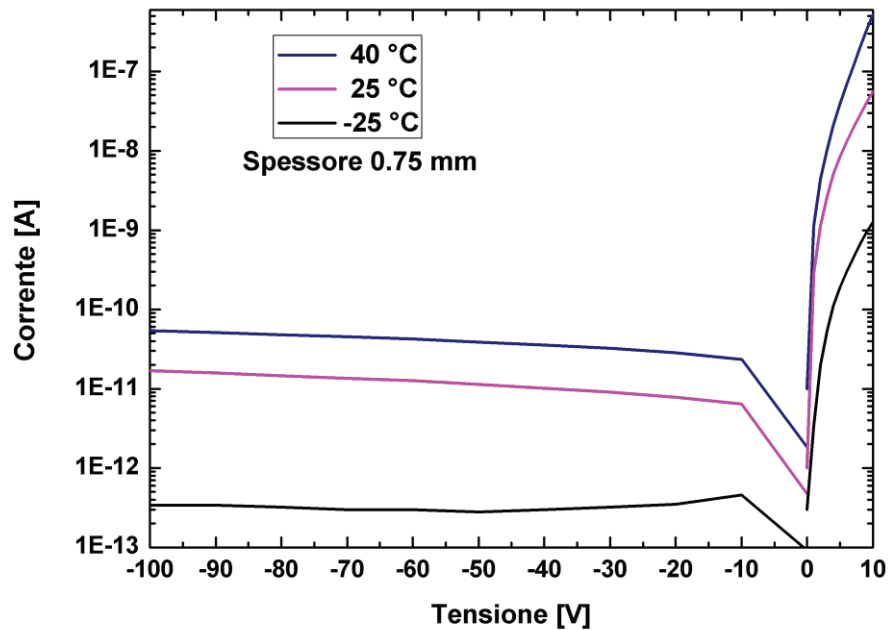


Figura 2.12 – Caratteristica I-V del rivelatore CdTe spesso 0.75 mm al variare della temperatura.

Le caratteristiche I-V di entrambi i rivelatori evidenziano che il contatto rettificante sull'anodo (realizzato con Al) crea una regione di svuotamento che minimizza la corrente di leakage. L'utilizzo di contatti rettificanti permette di ottenere significativi miglioramenti soprattutto se confrontati con rivelatori dotati di entrambi i contatti ohmici (Pt/CdTe/Pt), come si evince dalla figura 2.13 [2.7, 2.8].

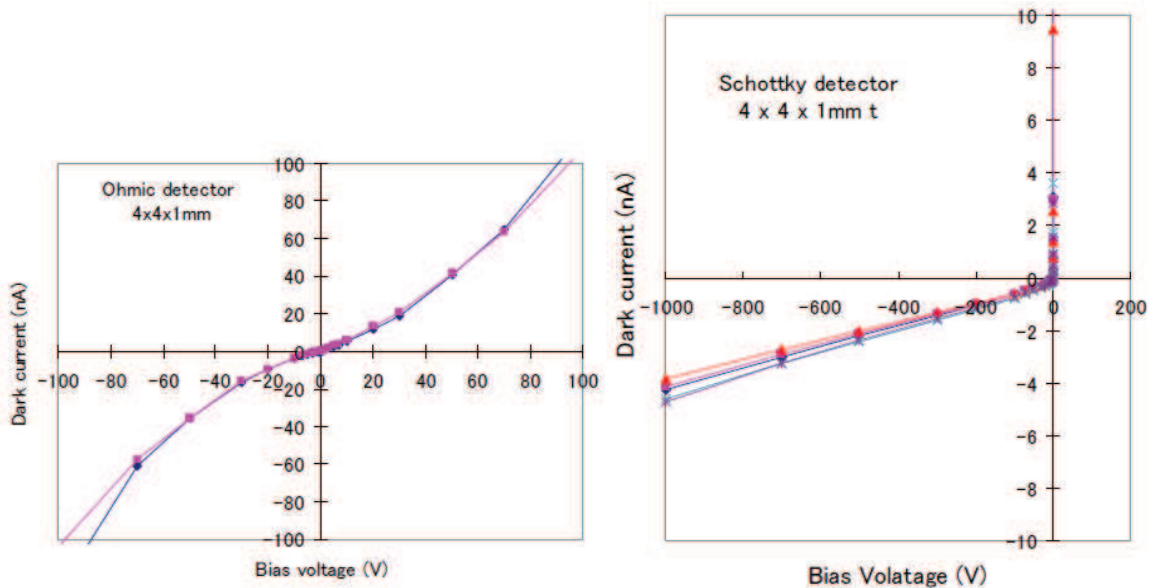


Figura 2.13 – Confronto tra le caratteristiche I-V di un rivelatore CdTe ohmico ed uno Schottky [2.2].

È noto che correnti di leakage minori permettono di utilizzare campi elettrici elevati, con conseguenti miglioramenti nell'efficienza di raccolta della carica.

Dalle figure 2.11 e 2.12 è evidente in polarizzazione inversa l'aspetto rettificante della giunzione Al/CdTe con correnti dell'ordine dei pA. In polarizzazione diretta, se dominasse il meccanismo di trasporto di tipo Schottky, la curva I-V dovrebbe avere il seguente andamento esponenziale [2.9]

$$I \cong I_s [\exp(qV_F / \eta kT)] \quad (2.1)$$

con:

$$V_F \gg \frac{kT}{q} \quad (2.2)$$

prevista per un diodo Schottky, dove V_F è la tensione di polarizzazione diretta, q è la grandezza della carica elettronica, k è la costante di Boltzmann, T è la temperatura assoluta, I_s è la corrente inversa di saturazione e η è il fattore di idealità, che di solito assume valore prossimo a 1 per contatti metallo-semiconduttore M-S di tipo Schottky [2.9, 2.10]. Invece, nei rivelatori caratterizzati il fattore di idealità assume valori superiori a 2 per $V_F \approx 1$ V e aumenta all'aumentare della tensione diretta. Quindi si può concludere che in polarizzazione diretta il meccanismo di trasporto non è dominato dall'emissione termoionica.

È possibile, però, che l'effetto della giunzione si riesca a vedere solo per bassi valori di tensione, poiché l'effetto della resistenza serie o l'alto livello di iniezione possono dominare a valori più elevati di tensione.

Lo studio delle caratteristiche I-V ha permesso di determinare la legge con cui varia la corrente in polarizzazione diretta. Come si evince dalla figura 2.14 l'andamento della corrente segue una legge del tipo $I = aV^m$ (legge di potenza), dove il coefficiente m dipende dalla temperatura e dal range delle tensioni di polarizzazione. Si possono individuare due range di valori della tensione diretta: a basse tensioni l'esponente m è prossimo a 1, e aumenta con la temperatura mantenendosi sempre al di sotto di 2, ad alte tensioni nella seconda, invece, varia nell'intervallo tra 2 e 4.

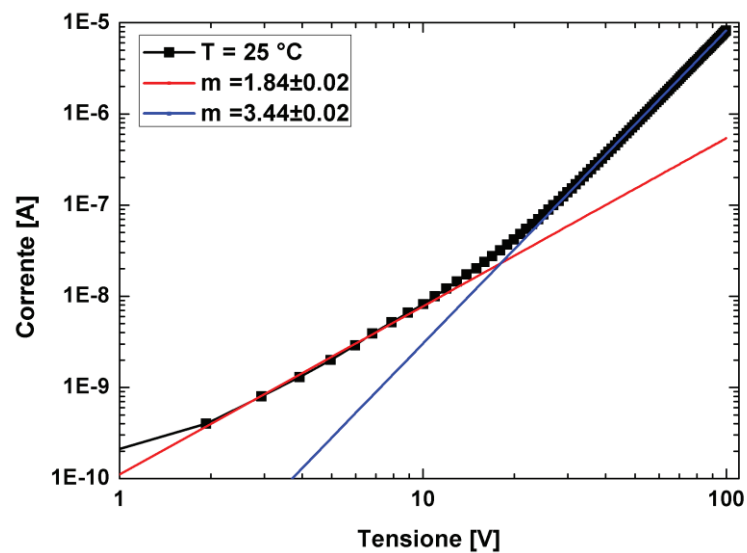


Figura 2.14 – Caratteristica I-V a 25 °C del rivelatore da 2.0 mm in polarizzazione diretta. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.

Quando l'esponente m assume valori maggiori o uguali a 2, il trasporto è dominato dal fenomeno di carica spaziale (SCLC), infatti, i difetti dovuti alle impurità chimiche e i difetti strutturali possono influenzare le proprietà elettriche del materiale [2.11 - 2.13]. Questo fenomeno diventa rilevante in dispositivi che usano materiali amorfi, e potrebbe essere utile per ottenere informazioni riguardanti le trappole presenti nel materiale. Infatti, esistono diversi metodi che permettono di determinare l'attivazione di energia e la densità delle trappole dall'analisi delle curve I-V al variare della temperatura [2.14 - 2.17].

In accordo con la teoria di Rose [2.11], tra i pionieri sulla teoria della carica spaziale sui materiali amorfi, nel caso di un materiale semi-isolante con una densità di trappole che decade esponenzialmente, la corrente seguirà una legge di potenza del tipo $I_F \propto V_F^m$. Il

valore dell'esponente m dipende in questo caso dalla temperatura e dalla distribuzione energetica dei difetti infatti $m = T_c / T + 1$ in cui T_c è la temperatura caratteristica della distribuzione energetica delle trappole e T è la temperatura del materiale.

Il comportamento quasi ohmico a bassi campi elettrici può essere ricondotto alla conducibilità del materiale. La densità dei portatori generati termicamente nel materiale determina la conducibilità ohmica. Si avrà un comportamento ohmico fino a quando la densità dei portatori liberi continua ad essere in equilibrio [2.18]. Tuttavia, la situazione cambia radicalmente quando la densità dei portatori iniettati diventa maggiore della densità dei portatori in equilibrio termico. Questo avviene ad elevati livelli di iniezione dei portatori che tendono a rimanere intrappolati nei numerosi livelli vicini alla band gap. Sono, dunque, i difetti presenti nel materiale a determinare il comportamento del rivelatore in polarizzazione diretta.

Impurità e difetti in un materiale isolante possono influenzare profondamente le proprietà elettriche e ottiche del materiale.

Per comprendere il fenomeno di carica spaziale possiamo prendere sotto esame il caso semplice presentato da Lampert in [2.12] di un materiale isolante, libero da trappole e con una densità trascurabile di portatori liberi in equilibrio termico. Tutti gli elettroni iniettati rimarranno liberi nella banda di conduzione e contribuiranno alla carica spaziale. La densità di corrente può essere scritta come $J \approx \rho \cdot v_d$ con ρ la densità di carica e v_d la velocità di *drift*. La carica totale Q per unità di area dipende dalla tensione applicata V tramite la capacità C per unità di area:

$$Q = \rho \cdot L = C \cdot V = \varepsilon \cdot v_d / L \quad (2.3)$$

con L la distanza tra anodo e catodo. Combinando le due equazioni otteniamo:

$$J = C \cdot v_d \cdot V / L = \varepsilon \cdot v_d \cdot V / L^2 \quad (2.4)$$

Sapendo che la velocità di *drift* è:

$$v_d = \mu \cdot E = \mu \cdot V / L, \quad (2.5)$$

dove μ è la mobilità degli elettroni liberi, sostituendo v_d otterremo:

$$J = \varepsilon \cdot \mu \cdot V^2 / L^3 \quad (2.6)$$

Il modello di Mott e Gurney comprende un fattore moltiplicativo pari a 9/8 [2.12].

2.3.2 Caratteristiche I-V dipendenti dal tempo

Al fine di investigare sulla eventuale influenza dei fenomeni di polarizzazione sulle proprietà elettriche dei rivelatori, sono state effettuate misure di I-V al variare del parametro T_d , ovvero l'intervallo di tempo tra l'applicazione del valore di tensione e la relativa lettura della corrente.

Dalla acquisizione delle curve I-V dei rivelatori a diversi valori del tempo T_d è emerso che vi è una dipendenza temporale delle caratteristiche I-V. Le figure 2.15 e 2.16 mostrano le caratteristiche I-V in polarizzazione diretta per i rivelatori da 2.0 mm e da 0.75 mm al variare della temperatura e del parametro T_d .

Dalle figure 2.15 e 2.16 si osserva il cambiamento delle curve I-V al variare di T_d mantenendo la legge di potenza, ma con diversi valori di m . Dunque è evidente che, in polarizzazione diretta il meccanismo di trasporto di carica è dominato dal fenomeno di carica spaziale (SCLC). La stima dell'esponente m attraverso una procedura di fitting lineare sul logaritmo della corrente e della tensione per valori di tensioni maggiori di 40 V, nel caso del rivelatore da 2.0 mm, mostra la dipendenza temporale di m (figura 2.15).

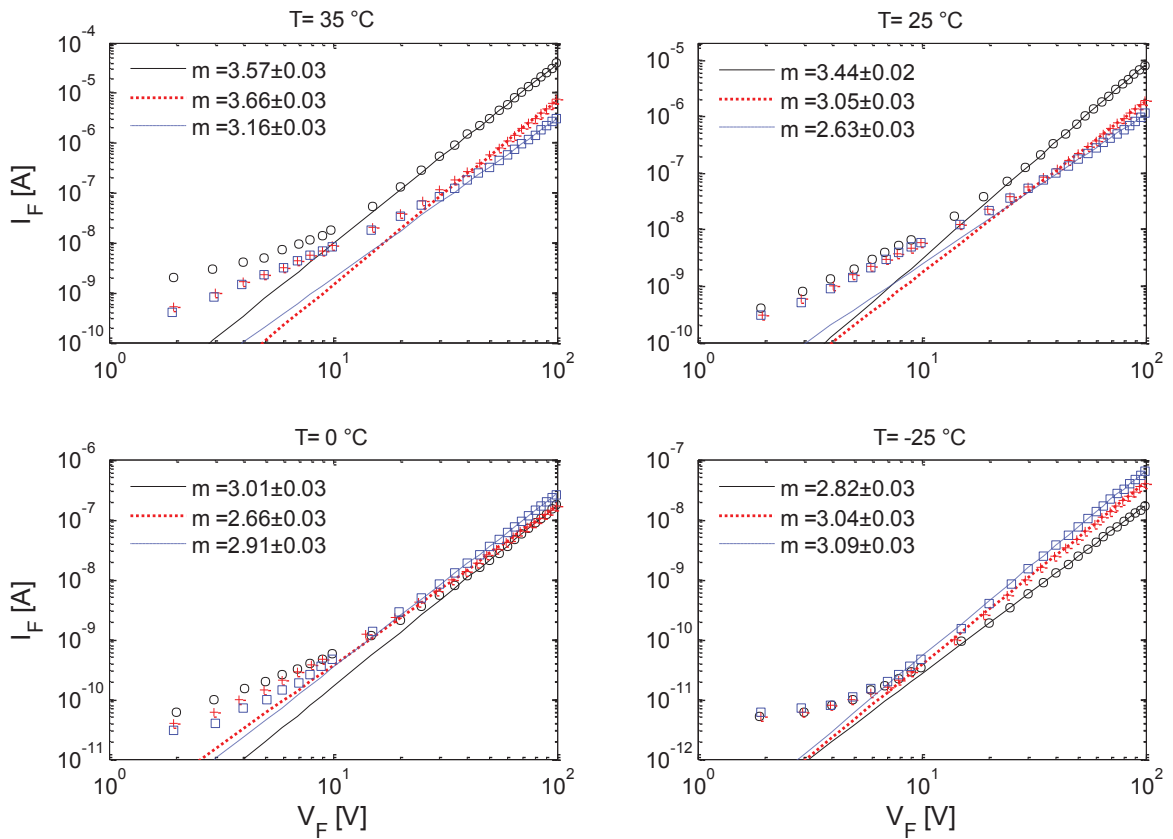


Figura 2.15 – Curve I-V in polarizzazione diretta per il rivelatore da 2.0 mm a differenti temperature e a diversi T_d ; nero $T_d = 1$ sec, rosso $T_d = 130$ ms, blu $T_d = 40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.

Un comportamento analogo si ha nel caso del rivelatore da 0.75 mm in figura 2.16 si nota che il fenomeno di carica spaziale si manifesta per bassi valori di tensione.

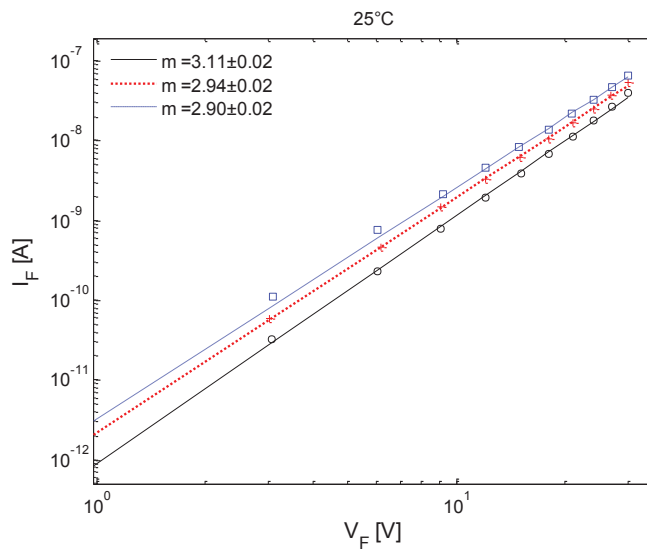


Figura 2.16 – Curve I-V in polarizzazione diretta a 25 °C e a diversi T_d per il rivelatore da 0.75 mm; nero $T_d = 1$ sec, rosso $T_d = 130$ ms, blu $T_d = 40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.

La figura 2.17 evidenzia che il tempo di ritardo T_d influenza sensibilmente anche la corrente in polarizzazione inversa, infatti la corrente varia di ordini di grandezza al variare del tempo di ritardo T_d .

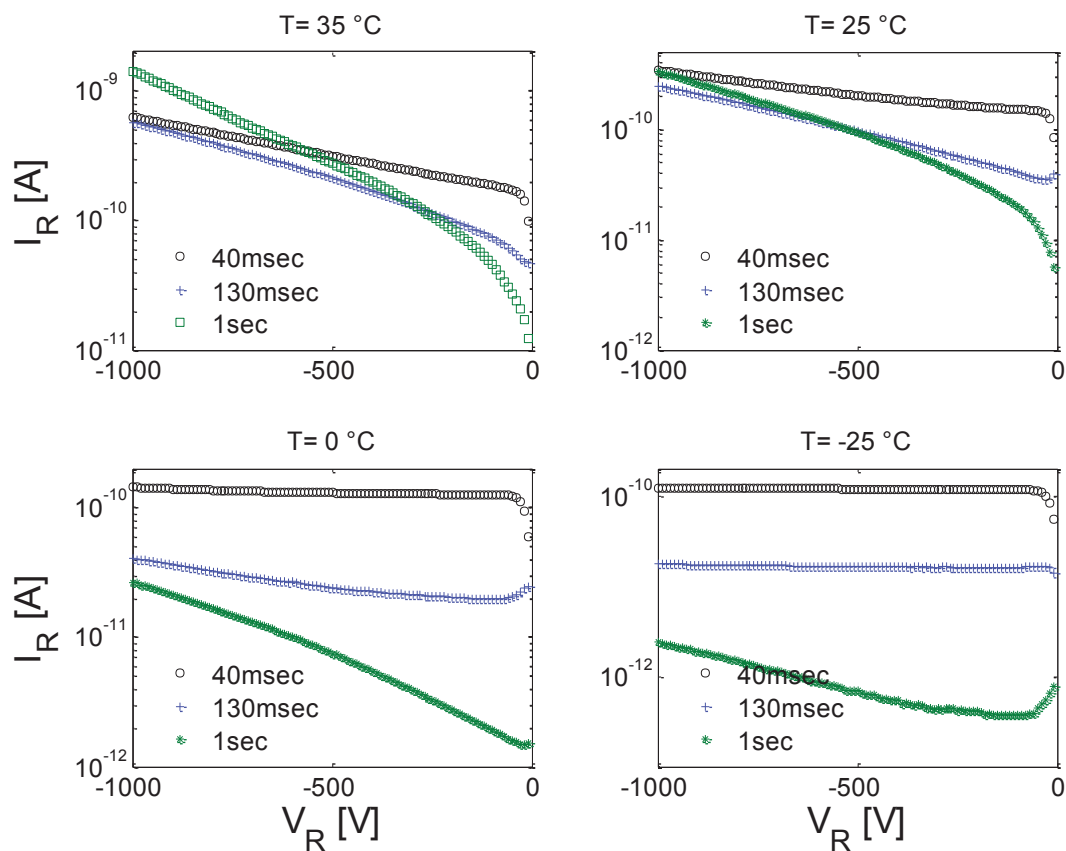


Figura 2. 17 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature e a diversi T_d per il rivelatore da 2.0 mm.

In particolare, si nota un aumento della corrente inversa al diminuire di T_d soprattutto ad alte temperature, dove il fenomeno della polarizzazione ha una maggiore influenza. Inoltre per temperature inferiori a $0\text{ }^\circ\text{C}$ e per tempi di ritardo inferiori a 130 msec il valore di corrente è quasi indipendente dalla tensione, come si nota dalle figura 2.18 e 2.19 che mostrano le curve I-V al variare della temperatura per tempo di ritardo fisso.

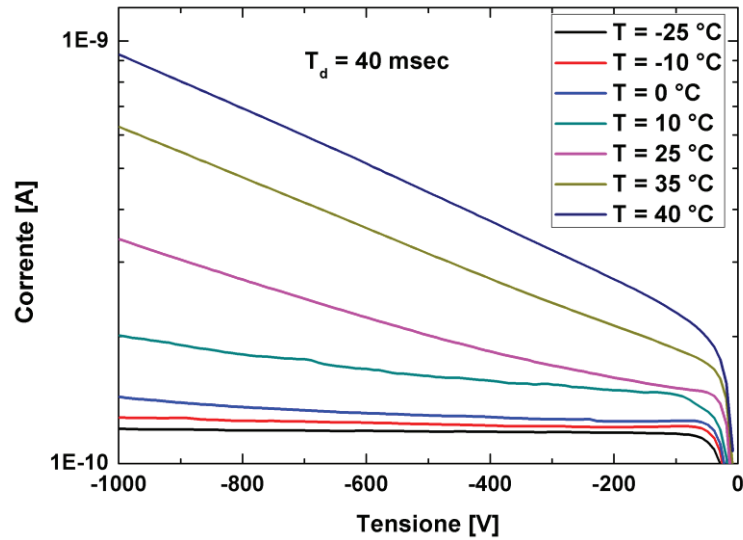


Figura 2.18 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il rivelatore da 2.0 mm, con un T_d di 40 msec.

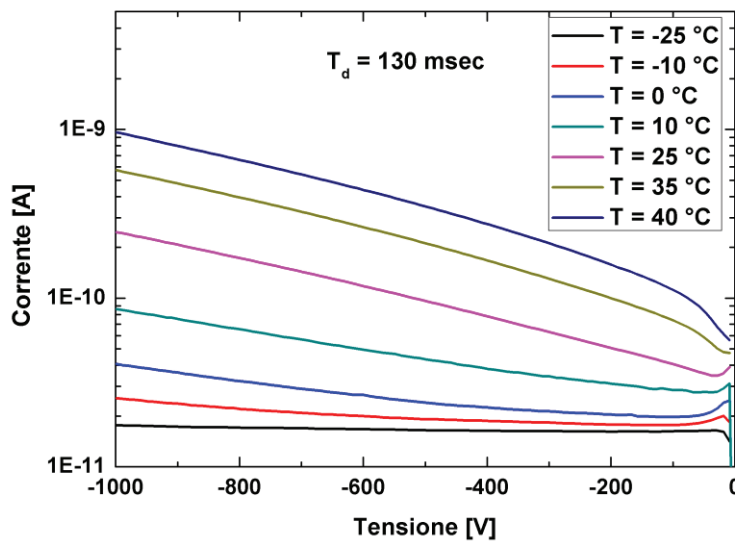


Figura 2. 19 – Curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il rivelatore da 2.0 mm, con un T_d di 130 msec.

Uno studio più accurato ha mostrato che le curve I-V con tempi di ritardo maggiore di 1 sec e per tensioni elevate seguono una legge del tipo

$$I_R = a \exp(b^4 \sqrt{|V_R|}). \quad (2.7)$$

Questo risultato è evidenziato dalla procedura di fitting presente in figura 2.20.

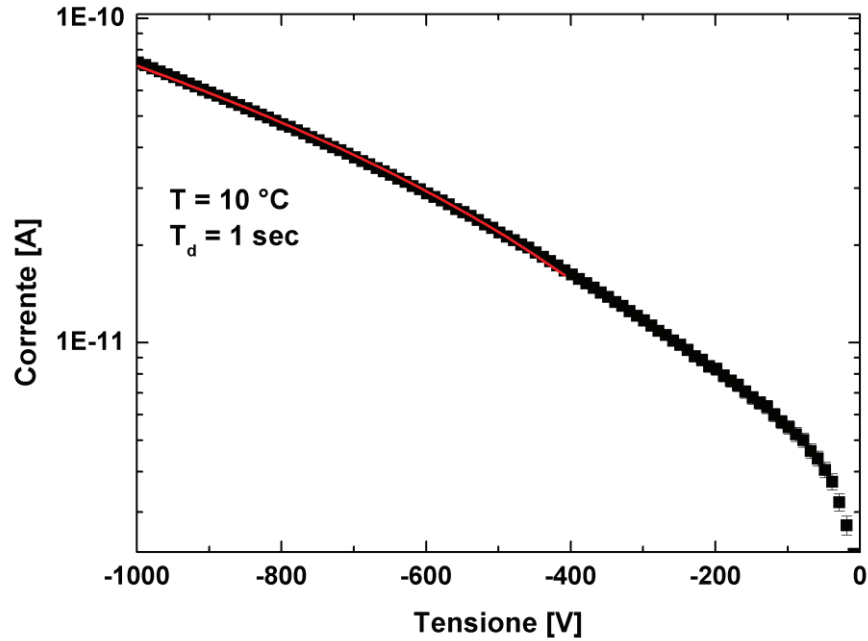


Figura 2. 20 – Curve I-V in polarizzazione inversa a 10 °C per il rivelatore da 2.0 mm, il rosso la funzione di fitting usata.

Questa legge è strettamente correlata con il modello di emissione termoionica per una giunzione Schottky polarizzata inversamente, in cui la corrente segue la legge [2.9]

$$J_R \approx J_s \text{ per } V_R > 3kT/q \quad (2.8)$$

$$J_R = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{b0}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q\sqrt{qE/4\pi\epsilon_S}}{kT}\right) \quad (2.9)$$

dove

$$E = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_S} \left(V + V_{bi} - \frac{kT}{q}\right)} \quad (2.10)$$

dove ϕ_{b0} è l'altezza di barriera a zero Volt e V_{bi} è la tensione di *built-in*.

Questo modello non tiene conto della dipendenza temporale della corrente legata al fenomeno della polarizzazione.

I risultati ottenuti hanno evidenziato che il meccanismo di trasporto di carica sia in polarizzazione diretta che in inversa non è dominato dall'emissione termoionica. In particolare, in polarizzazione diretta, il trasporto è dominato dal fenomeno di carica

spaziale (SCLC), mentre in polarizzazione inversa le caratteristiche I-V si discostano dall'andamento previsto dal modello di emissione termoionica.

2.3.3 Altezza di barriera della giunzione Al/CdTe

Per determinare l'altezza di barriera della giunzione Al/CdTe, non è stato possibile estrapolare tale valore dalla relazione prevista per un diodo Schottky [2.9, 2.10, 2.19] a causa della dipendenza temporale delle curve I-V e dalla predominanza del fenomeno di carica spaziale (SCLC). L'obiettivo è stato quello di verificare se per bassi valori di tensioni il meccanismo di trasporto dominante è l'emissione termoionica.

Come si nota in figura 2.21 a basse tensioni di polarizzazione ($|V_{\text{bias}}| < 0.1 \text{ V}$) le curve I-V non sono dipendenti dal tempo, ciò ha permesso di stabilire che il fenomeno della polarizzazione non domina in queste condizioni.

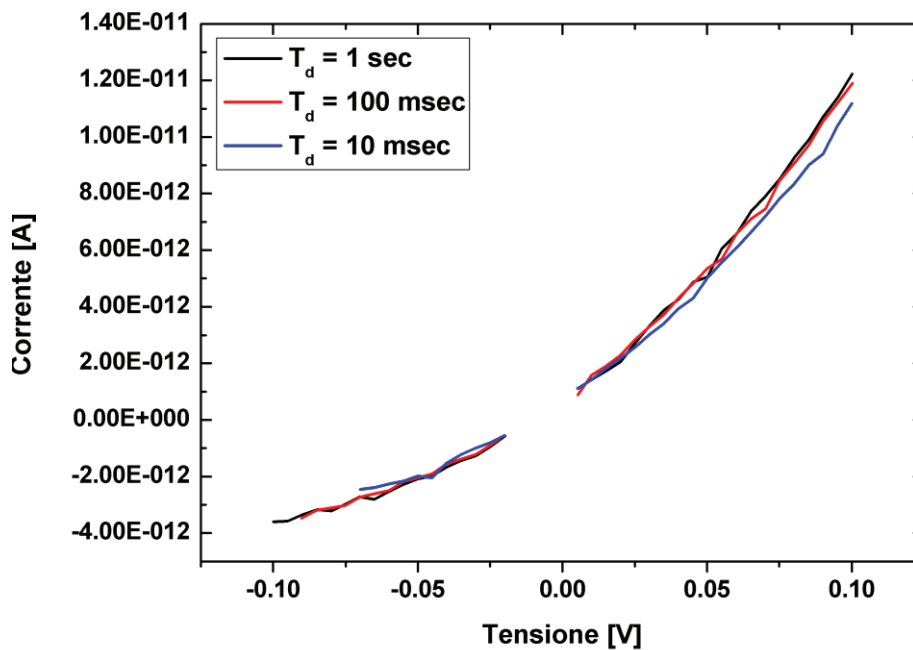


Figura 2.21 – Curve I-V per il rivelatore da 2.0 mm a vari T_d alla temperatura di 45 °C.

2.3.3.1 Resistenza di contatto

L'informazione sull'altezza di barriera è stata ottenuta attraverso il metodo della resistenza di contatto [2.9, 2.20, 2.21] definita come

$$R_C = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (2.11)$$

dove J è la densità di corrente della giunzione metallo semiconduttore e V è la tensione applicata. Usando questa equazione è possibile estrarre la resistenza di contatto dalla caratteristica I-V a $V = 0$.

Il valore misurato di R_C comprende sia la resistenza associata all'interfaccia Pt/CdTe sia quella Al/CdTe. Poiché la giunzione Pt/CdTe è ohmica si può trascurare il suo contributo alla resistenza di contatto [2.22, 2.23]. Per contatti metallo semiconduttore con bassa concentrazioni di drogaggio la corrente di emissione termoionica domina il meccanismo di trasporto ed è espressa come:

$$J = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

Dove T è la temperatura, ϕ_B è l'altezza di barriera, $A^* = 4\pi q k^2 m^* / h^3$ è la costante di Richardson, h è la costante di Plank e m^* è la massa efficace dell'elettrone. Dalla precedente relazione si ottiene

$$R_C = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.13)$$

2.3.3.2 Estrazione dell'altezza di barriera Al/CdTe

Per estrarre il valore sperimentale dell'altezza di barriera sono state acquisite le caratteristiche I-V nel range ± 0.1 V al variare della temperatura. Dai dati sperimentali sono stati rimossi i valori di corrente prossimi a 0 V, poiché sono caratterizzati da

un'incertezza maggiore del 30 %, come mostrato in figura 2.22. La resistenza di contatto è stata estratta attraverso un'operazione di fitting utilizzando una funzione del tipo:

$$I = A + \frac{V}{B} + CV^2 + DV^3 \quad (2.14)$$

dove il parametro B rappresenta la resistenza di contatto. Ad esempio, la resistenza di contatto a 55 °C pari a 5.9 GΩ.

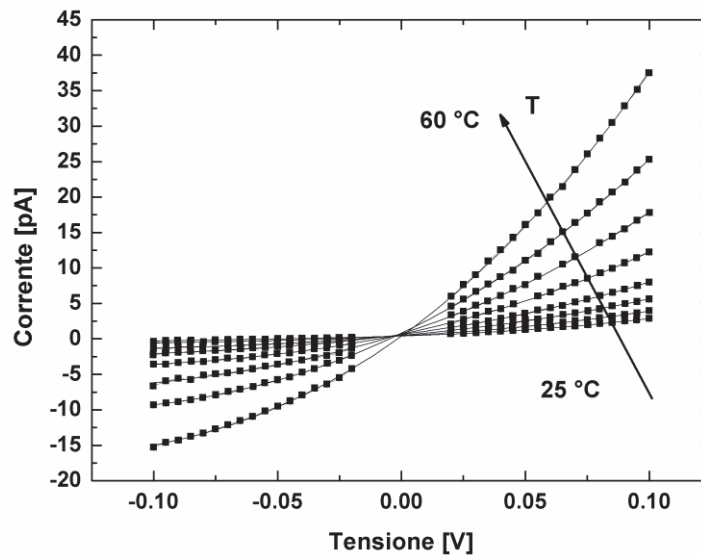


Figura 2.22 – Curve I-V del rivelatore da 2.0 mm usate per l'estrazione della resistenza di contatto.

La resistenza di contatto è attivata termicamente, dunque attraverso il logaritmo dell'equazione 2.13 otteniamo

$$\ln(R_C T) = \ln\left(\frac{k}{qA^*}\right) + \frac{\phi_B}{kT} \quad (2.15)$$

Dalla procedura di fitting lineare dei punti $\ln(R_C T)$ in funzione di $1/kT$, è possibile estrarre l'altezza della barriera della giunzione metallo semiconduttore ϕ_B .

Su tre campioni di rivelatori con uno spessore di 2.0 mm, è stato estratto il valore dell'altezza di barriera rispettivamente di 0.718 ± 0.004 eV, 0.733 ± 0.007 eV e 0.7516 ± 0.008 eV, come mostrato in figura 2.23.

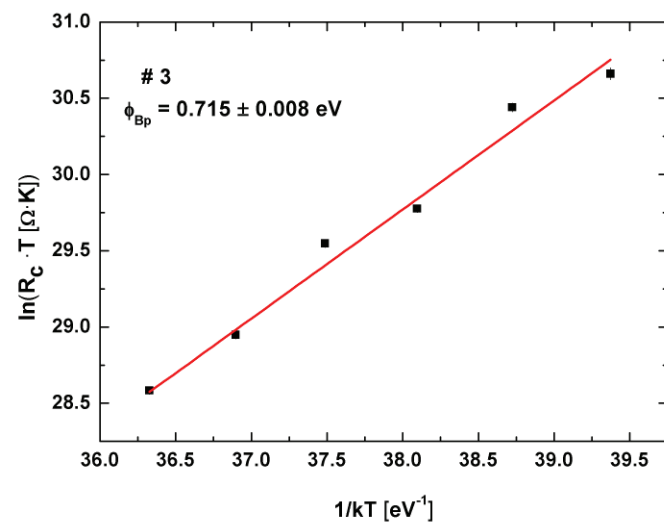
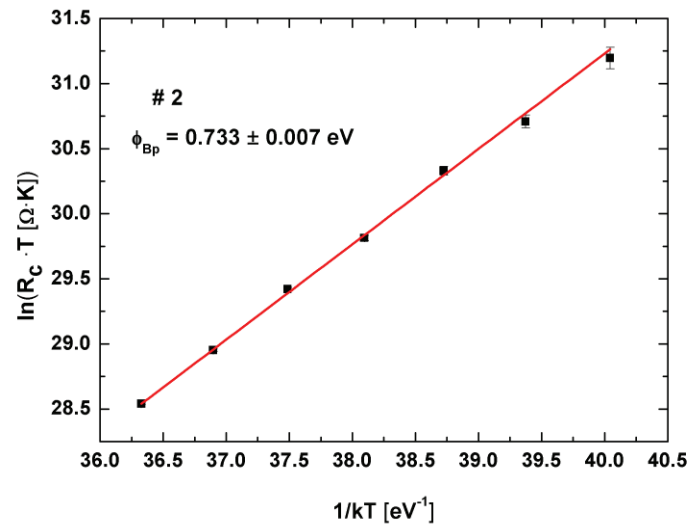
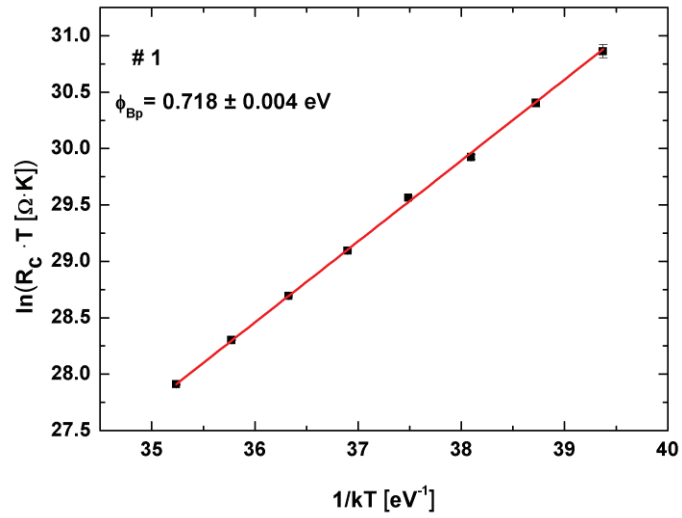


Figura 2.23 – Altezza di barriera per i campioni dei tre rivelatori spessi 2.0 mm.

2.3.4 Evoluzione temporale della corrente

È stato studiato l'andamento temporale della corrente inversa del rivelatore ad un gradino di tensione. La corrente è stata campionata a intervalli di 1 msec e in un intervallo temporale di circa 1200 sec. Lo studio è stato incentrato su un rivelatore con 2.0 mm di spessore e con valori di tensione inversa di 500 V e 700 V. Inoltre, per studiare l'eventuale influenza di sorgenti X sulle caratteristiche elettriche del rivelatore, è stata irradiato il catodo con una sorgente di ^{109}Cd (22.1, 24.9 e 88.1 keV) durante l'acquisizione temporale della corrente. Gli studi sono stati condotti al variare della temperatura, in un range tale da ottenere un valore di corrente superiore alla risoluzione dell'amplificatore AD549 (≈ 10 pA).

In figura 2.24 vengono mostrati i transitori di corrente ad un gradino di tensione di $V_R = 500$ V al variare della temperatura nel range 10 – 35 °C, acquisiti con una frequenza di campionamento di 1ms dall'istante in cui il rivelatore viene alimentato; per un confronto sono mostrati i transitori a 700 V alla temperatura di 10 °C e 35 °C.

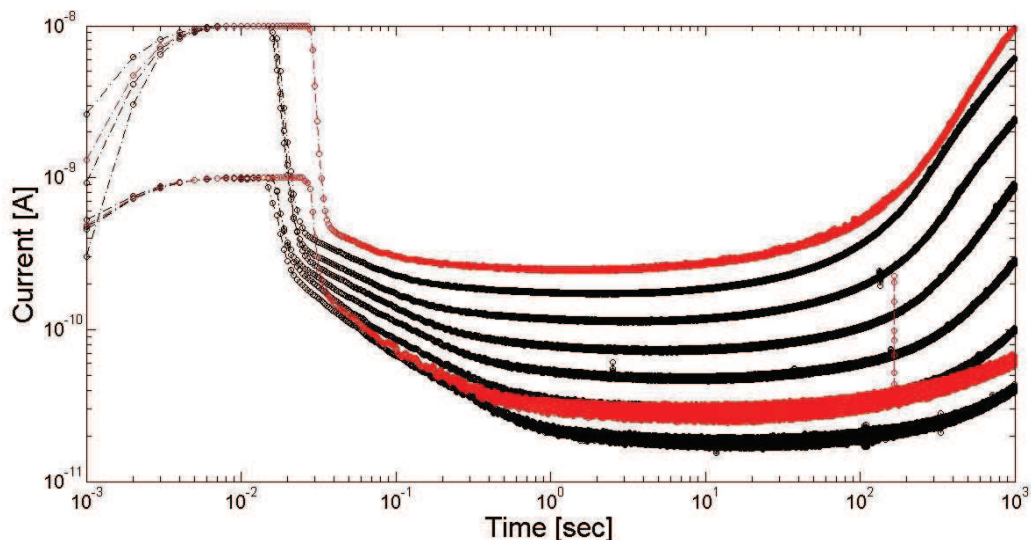


Figura 2.24 – Transitori di corrente ottenuti sul rivelatore di 2.0 mm; in nero al variare della temperatura nel range 10 – 35 °C ad una tensione di 500 V; in rosso a 10 °C e 35 °C alla tensione di 700 V.

Da un punto di vista qualitativo notiamo che negli istanti iniziali il rivelatore è caratterizzato da un valore di corrente elevato che tende a diminuire fino all'istante di tempo chiamato t_p e definito tempo di polarizzazione, che è funzione della temperatura. Successivamente il valore di corrente tende ad aumentare. L'evoluzione temporale della corrente è correlata al fenomeno della polarizzazione caratteristico nei rivelatori CdTe con contatti Schottky. La marcata variazione nel tempo della corrente a tensione fissa determina la dipendenza temporale delle curve I-V.

Il fenomeno della polarizzazione è legato alla ionizzazione dei livelli accettori profondi derivati da difetti (generalmente vacanze del cadmio) [2.19]. Negli istanti successivi all'applicazione della tensione di alimentazione avviene l'emissione di portatori e la conseguente creazione della zona di svuotamento. Successivamente, il *detrapping* delle lacune crea uno spazio di carica (*space charge*) che scherma la tensione applicata. Quando lo *space charge* scherma totalmente la tensione si forma uno strato morto (*dead layer*) in prossimità del catodo, caratterizzato dall'annullamento del campo elettrico [2.23, 2.24].

Nella fase iniziale gli elettroni emessi dal catodo causano una forte corrente che causa la saturazione dell'amplificatore AD549. Invece la diminuzione della corrente è dovuta alla riduzione del campo elettrico al catodo, che produce una riduzione della corrente di elettroni fino a quando si ha la formazione del *dead layer* al catodo. La corrente raggiunge un minimo a $t = t_p$ che è strettamente correlato all'istante in cui il campo elettrico si annulla al catodo. Dopo aver raggiunto il minimo, la corrente per effetto dell'aumento del campo elettrico all'anodo causato dal *detrapping* delle lacune dai centri accettori profondi, la corrente tende ad aumentare. L'aumento della corrente è regolato prima da un trend esponenziale, quindi la corrente aumenta molto rapidamente in funzione del tempo, successivamente da un trend lineare, infatti, l'aumento della corrente tende a rallentare e a stabilizzarsi in condizioni di forte polarizzazione. Condizione che si verifica quando il campo elettrico è completamente focalizzato sotto l'anodo e il *dead layer* si estende per gran parte del rivelatore. Quanto detto sarà dimostrato con i dati sperimentali ottenuti con lo studio dell'effetto Pockels.

L'analisi preliminare ha riguardato lo studio della parte esponenziale della corrente come mostrato in figura 2.25. Le costanti di tempo sono state estratte attraverso una procedura di fitting esponenziale. Le costanti di tempo estratte sono attivate termicamente e quindi è stato possibile tracciare un diagramma di Arrhenius, mostrato in figura 2.26, che ha permesso di estrarre l'energia di attivazione di queste costanti di tempo pari a 0.574 ± 0.01 eV per una tensione di 500 V e 0.61 ± 0.01 eV ad una tensione di 700 V.

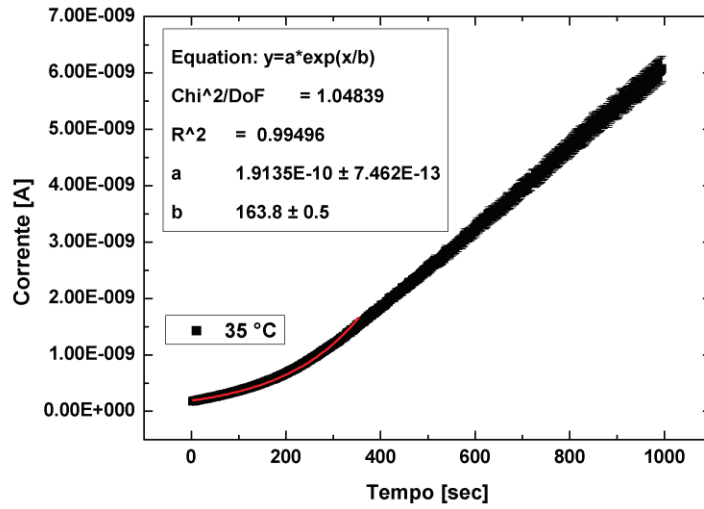


Figura 2.25 – Fitting esponenziale sul transitorio di corrente.

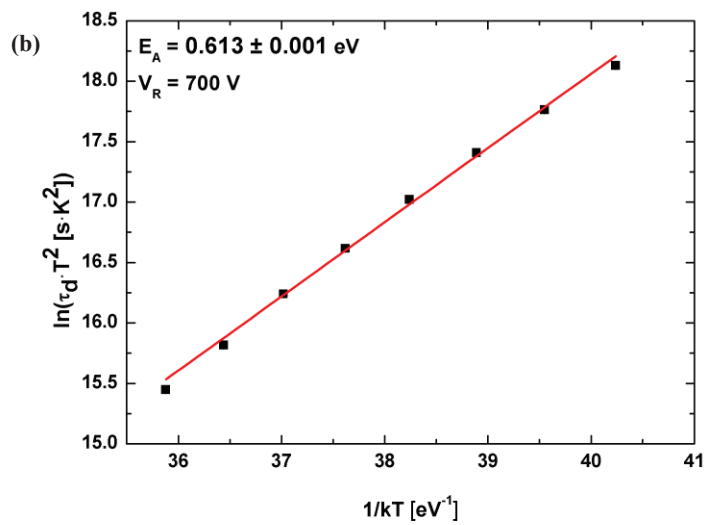
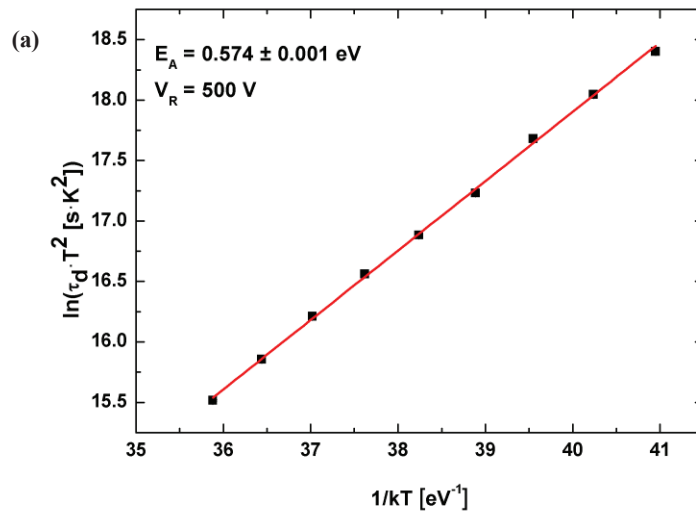


Figura 2.26 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte dalla parte esponenziale del transitorio di corrente alla tensione di 500 V (a) e 700 V (b).

Possiamo affermare che la costante di tempo estratta è strettamente correlata al tempo di *detrapping*, da cui si è ottenuta un'energia di attivazione compatibile con il livello energetico dei centri accettori profondi (≈ 0.6 eV). I valori presenti in letteratura ed ottenuti con metodi diversi variano nel range 0.62 – 0.69 eV.

È stato studiato inoltre la dipendenza del dalla temperatura del tempo di polarizzazione t_p , il cui valore, come mostrato in figura 2.27, aumenta al diminuire della temperatura. Poiché il tempo t_p è attivato termicamente attraverso il diagramma di Arrhenius è stato possibile estrarne l'energia di attivazione, mostrata in figura 2.28. Anche in questo caso riusciamo ad estrarre informazioni su livelli energetici riconducibili alle trappole responsabili della polarizzazione.

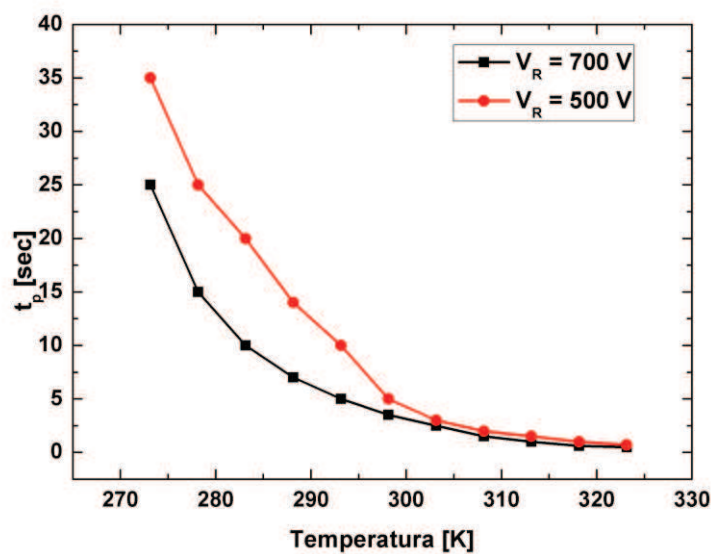


Figura 2.27 – Andamento di t_p in funzione della temperatura e della tensione di alimentazione per il rivelatore da 2.0 mm.

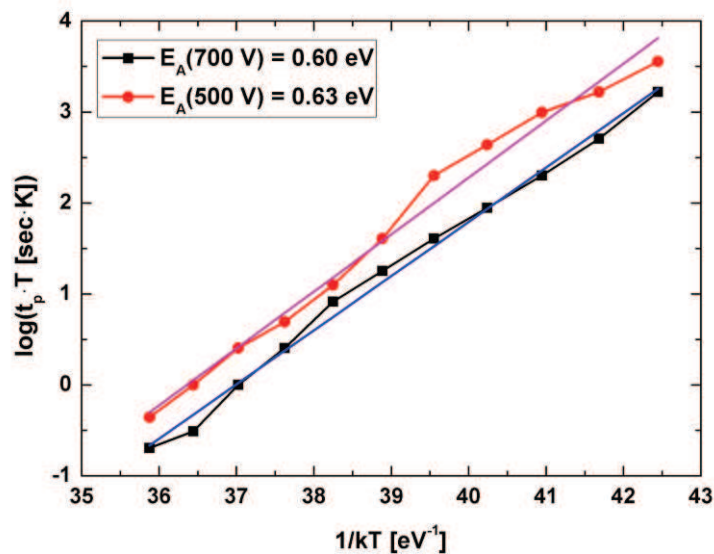


Figura 2.28 – Diagramma di Arrhenius del tempo di polarizzazione t_p .

In figura 2.29 vengono mostrati i transitori di corrente ad un gradino di tensione di $V_R = 500$ V al variare della temperatura nel range 8 – 36 °C. Nella stessa figura per avere un primo confronto diretto sono mostrati il transitorio a 35 °C a 700 V e i transitori ottenuti irradiando il catodo con la sorgente di raggi X ^{109}Cd , alla temperatura di 8 °C e 36 °C. Anche nel caso dei transitori ottenuti sotto irraggiamento l'andamento della corrente mostra lo stesso andamento rispetto a quelle ottenute in condizioni di buio. A parità di temperatura e di tensione notiamo soltanto un aumento dei valori di corrente rispetto a quelle misurate in condizioni di buio proprio a causa dei portatori fotogenerati. Differenze sostanziali sono evidenti soprattutto a basse temperature.

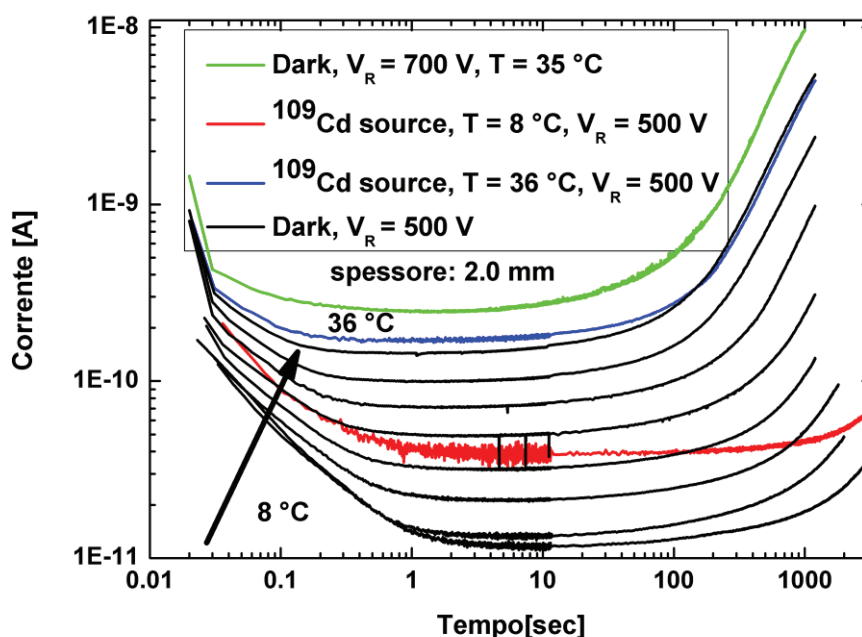


Figura 2.29 – Transitori di corrente per il rivelatore spesso 2.0 mm ad una tensione di 500 V e a differenti temperature nel range 8 – 36 °C in dark (nero). Le curve in blu e rosso sono ottenute nel caso di irraggiamento di ^{109}Cd a 8 e 36 °C rispettivamente. La curva in verde è ottenuta ad una tensione di 700 V a 35 °C.

Dopo questa prima analisi, lo studio delle proprietà elettriche attraverso l'analisi dei transitori di corrente è proseguita attraverso l'utilizzo del CAM proposto anche da Toyama [2.19].

Il modello di accumulazione di carica è in grado di spiegare l'effetto dei centri accettori profondi sul profilo del campo elettrico all'interno del cristallo. In accordo con questo modello l'accumulo di carica negativa scherma il campo elettrico vicino al catodo, e assumendo dominante un livello accettore profondo, il profilo del campo elettrico può essere espresso come:

$$E(t) = \frac{q(N_t - n_{t0})(1 - e^{-t/\tau})}{2\varepsilon} d + \frac{V_R}{d} \quad (2.16)$$

dove V_R è la tensione di alimentazione, ε la permittività del materiale, N_t la densità dei centri trappola del CdTe, n_{t0} la densità all'equilibrio degli elettroni intrappolati, d lo spessore del rivelatore e τ è il tempo di *de-trapping* delle lacune [2.23, 2.24]. Quando il campo elettrico è totalmente schermato in prossimità del catodo, si ha la formazione in questa regione del *dead layer*. Sull'anodo, invece si verifica un aumento del campo elettrico che produce un aumento della corrente causata da un abbassamento della barriera Schottky. Infatti nei diodi Schottky la corrente in polarizzazione inversa dipende dalla presenza di uno strato di interfaccia tra metallo e semiconduttore [2.25]. La presenza di questo strato d'interfaccia fa variare l'altezza di barriera in funzione del campo elettrico, per questo motivo in prima approssimazione l'abbassamento della barriera $\Delta\phi(t)$ può essere espresso come [2.19, 2.25]:

$$\Delta\phi(t) = \alpha E(t) \quad (2.17)$$

dove α è una costante con dimensioni di lunghezza ed E il campo elettrico all'interfaccia della barriera Schottky. Sapendo che la corrente in polarizzazione inversa dipende esponenzialmente dalla barriera Schottky, l'evoluzione temporale della corrente può essere espressa come [2.26]:

$$I_R(t) = I_0 e^{[q\alpha E(t)]/(kT)} \quad (2.18)$$

dove I_0 è la corrente inversa di saturazione. Quindi l'aumento della corrente con il tempo è conseguenza dell'aumento del campo elettrico all'interfaccia. Sostituendo l'espressione, si ottiene:

$$I_R(t) = I_0 e^{\beta \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)} \quad (2.19)$$

dove:

$$\beta = \alpha q^2 (N_t - n_{t0}) / (2\varepsilon kT) \quad (2.20)$$

Se il tempo di acquisizione è inferiore al tempo di *detrapping* $t \ll \tau$ possiamo approssimare l'esponenziale ottenendo:

$$I_R(t) = I_0 e^{\beta(t/\tau)} \quad (2.21)$$

Questa approssimazione risulta utile nel caso in cui non si verifica, nella finestra temporale osservata, la saturazione ad un valore massimo di corrente, evidente in condizioni di forte polarizzazione.

Per questo motivo verrà usata la relazione 2.21 nello studio dei transitori di corrente. In figura 2.30 si nota che il fitting approssima bene l'andamento sperimentale a basse temperature. La stessa figura mostra anche un confronto con la funzione di fitting espressa dalla relazione 2.19 che approssima bene l'andamento sperimentale ad alte temperature, o comunque per tempi di acquisizione lunghi. Da questa funzione di fitting si potrebbe estrarre il tempo di *detrapping*. Tuttavia per questo set di misure non è stato possibile utilizzare il modello completo poiché in questa finestra di osservazione temporale l'incertezza sul valore di τ aumenta al diminuire della temperatura fino a valori inaccettabili.

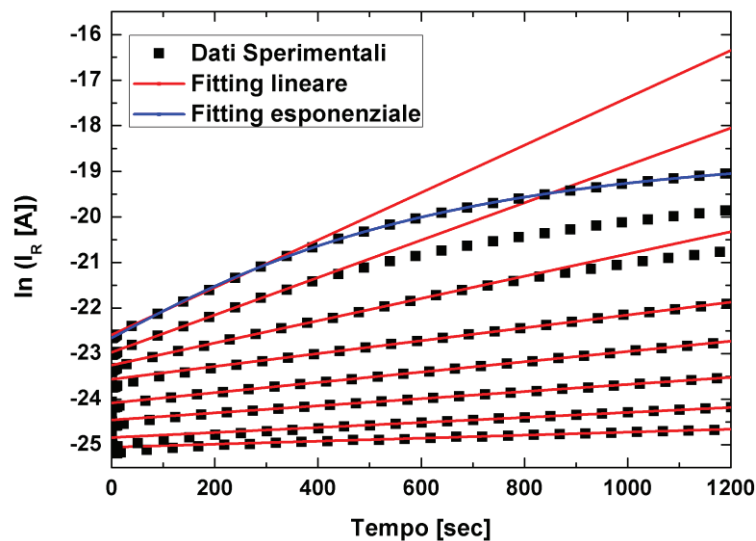


Figura 2.30 – Logaritmo delle correnti in dark di figura 2.29. In rosso ed in blu rispettivamente i fit lineari ed esponenziali, ottenuti utilizzando le equazioni 2.19 e 2.21.

Dalla relazione 2.21 è stato estrapolato il valore di β/τ al variare della temperatura. La densità dei difetti N_t contenuta nel parametro β ed il tempo di *detrapping* τ sono attivati termicamente. Come mostrato in figura 2.31, dal diagramma di Arrhenius sono state

valutata le energie di attivazione del rapporto β/τ , sia in condizioni di buio che di irraggiamento, pari rispettivamente a 0.72 e 0.87 eV.

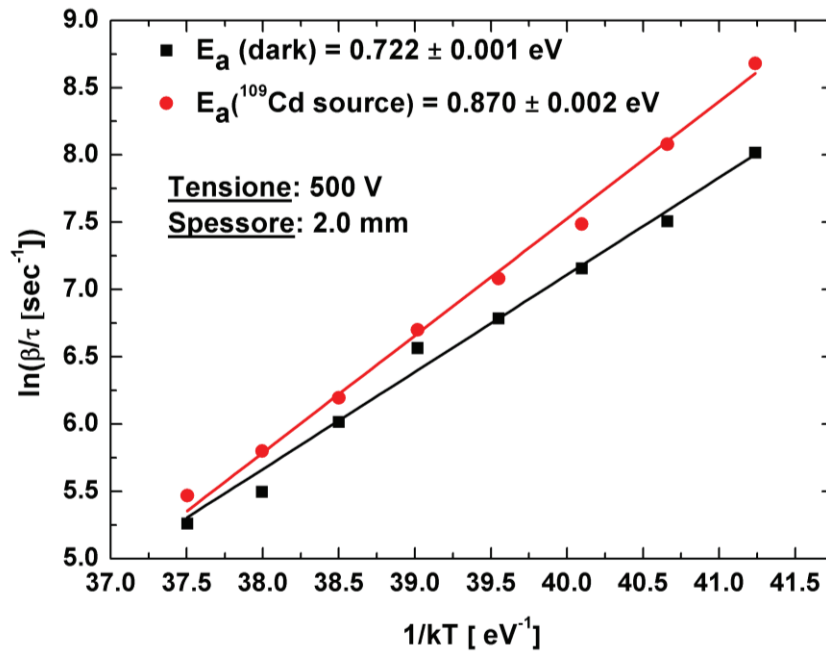


Figura 2.31 – Diagramma di Arrhenius del rapporto β/τ in dark e sotto irraggiamento.

Per chiarire la differenza tra le due energie di attivazione del parametro β/τ è stata calcolata l'energia di attivazione della corrente inversa in funzione del tempo. In figura 2.32 è mostrato il diagramma di Arrhenius della corrente inversa al tempo 1150 sec.

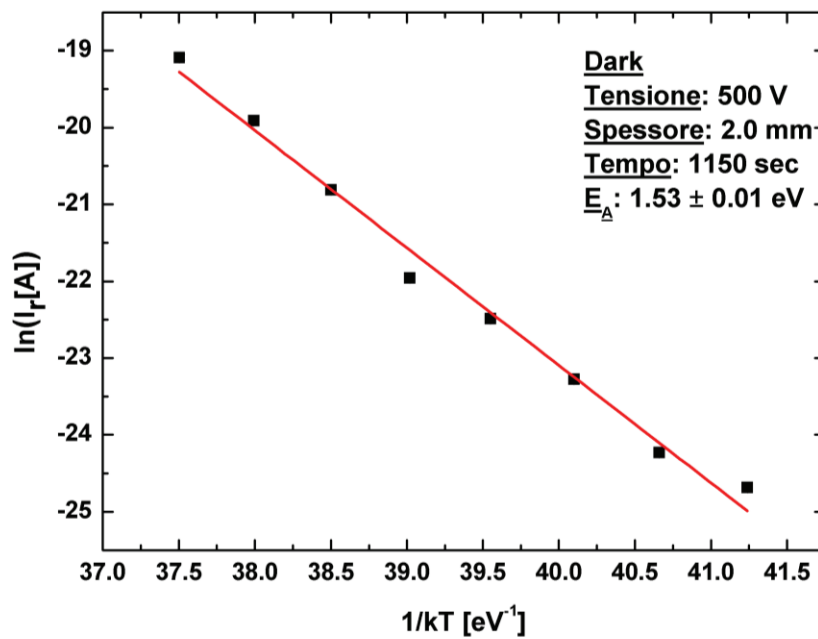


Figura 2.32 – Diagramma di Arrhenius della corrente 1150 sec dopo aver fornito la tensione di 500 V.

Analizzando istanti di tempo prefissati otteniamo l'andamento temporale dell'energia di attivazione della corrente, mostrato in figura 2.30. Nella quale vengono confrontati i risultati ottenuti con un rivelatore di 2.0 mm di spessore e con una tensione di alimentazione inversa di 500 V in condizioni di buio e sotto l'irraggiamento con ^{109}Cd .

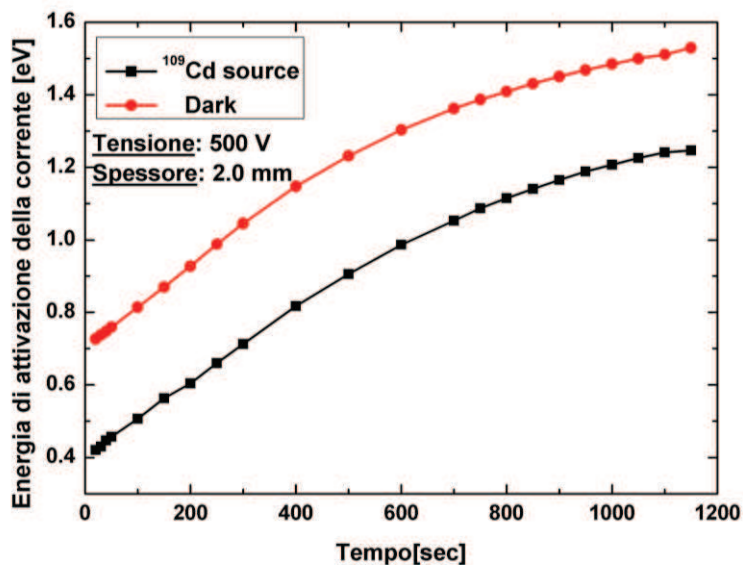


Figura 2.33 – Andamento temporale dell'energia di attivazione della corrente per il rivelatore da 2.0 mm in condizioni di buio e sotto irraggiamento (^{109}Cd).

Per poter spiegare l'aumento dell'energia di attivazione della corrente in polarizzazione inversa possiamo assumere che in condizioni di polarizzazione, la corrente di lacune domina su quelle di elettroni e può essere espressa come [2.23, 2.26]:

$$J_p = qp\mu_{p0} \frac{dE_{fn}}{dx} \quad (2.22)$$

dove

$$p = N_v e^{-\frac{E-E_{fn}}{kT}} \quad (2.23)$$

è la concentrazione delle lacune, N_v è l'effettiva densità degli stati nella banda di valenza, μ_p è la mobilità delle lacune e E_{fn} è il livello di quasi-Fermi delle lacune.

Infatti, l'aumento del campo elettrico all'anodo legato alla ionizzazione dei centri accettori causa una diminuzione della concentrazione delle lacune allontanando dalla banda di valenza il livello di quasi-Fermi delle lacune. Il quale spostandosi aumenta l'altezza della barriera vista all'interfaccia Al/CdTe. Come si nota in figura 2.33 il valore dell'energia di attivazione in dark aumenta in funzione del tempo fino a raggiungere valori prossimi al

valore della band gap del CdTe. In condizioni di irraggiamento i portatori fotogenerati causano un aumento della concentrazione dei portatori, che sposta i livelli di quasi-Fermi degli elettroni e delle lacune rispettivamente verso le bande di conduzione e di valenza [2.27].

Probabilmente proprio per lo spostamento dei livelli di quasi-Fermi fa sì che l'energia di attivazione del parametro β/τ estratto in condizioni di irraggiamento è minore rispetto a quello ottenuto in dark. Lo spostamento del livello di Fermi per le lacune verso la banda di valenza aumenta l'energia di attivazione relativa al parametro β/τ poiché il parametro β è proporzionale alla concentrazione dei livelli accettori ionizzati.

L'andamento della corrente in una finestra temporale di un'ora ha evidenziato una riduzione degli effetti della polarizzazione riducendo la temperatura e lo spessore [2.27].

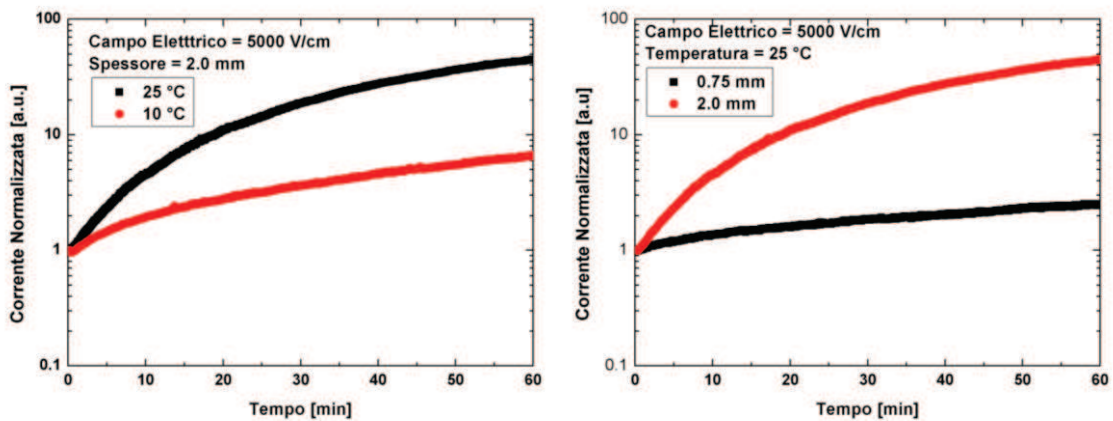


Figura 2.34 – Confronto tra transistori di corrente a parità di campo elettrico al variare della temperatura e dello spessore.

Come vedremo più avanti nel normale funzionamento da rivelatore l'aumento della tensione migliora la raccolta della carica migliorando le prestazioni spettroscopiche.

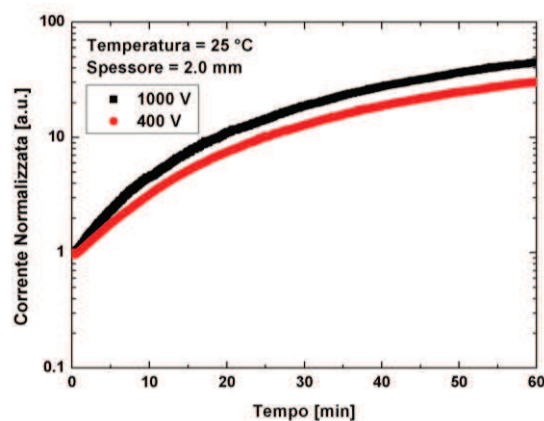


Figura 2.35 – Confronto tra transistori di corrente a parità di spessore e temperatura e al variare del campo elettrico.

2.4 Conclusione

Attraverso la caratterizzazione elettrica di campioni di rivelatori di diverso spessore sono state studiate le loro principali proprietà elettriche e il fenomeno della polarizzazione, tipico dei rivelatori CdTe con contatti Schottky.

La caratterizzazione elettrica ha mostrato il comportamento raddrizzante di questi rivelatori, con correnti a tensione inverse elevate (-1000 V) dell'ordine dei pA a -25 °C e dei nA a 40 °C. Tuttavia il meccanismo di trasporto di carica non obbedisce alla legge Schottky. I risultati ottenuti hanno evidenziato che il meccanismo di trasporto di carica in polarizzazione diretta è dominato dal fenomeno di carica spaziale (*SCLC*), mentre in polarizzazione inversa le caratteristiche I-V si discostano dall'andamento previsto dal modello di emissione termoionica.

Un risultato notevole della caratterizzazione elettrica di questi rivelatori è stato quello di aver notato che le caratteristiche I-V sono dipendenti dal tempo che intercorre tra il momento in cui al rivelatore viene fornita la tensione e l'istante in cui viene misurata la corrente. La dipendenza temporale della corrente e il fenomeno *SCLC* sono correlati con la presenza di difetti nel materiale, generalmente vacanze del Cadmio, principali responsabili del fenomeno della polarizzazione. Infatti, dopo aver applicato la tensione si forma una carica spaziale che scherma la tensione al catodo formando uno strato in cui il campo elettrico è nullo sotto il catodo, invece, all'anodo si avrà l'aumento del campo elettrico.

Dall'andamento della resistenza di contatto, definita dalla pendenza delle caratteristiche I-V a zero Volt, con la temperatura è stata determinata l'altezza di barriera della giunzione Schottky p-CdTe/Al, ottenendo un valore di circa 0.7 eV per tutti i campioni analizzati, valori compatibili con quelli presenti in letteratura ed ottenuti in vario modo.

È stato investigato il fenomeno della polarizzazione attraverso misure dei transitori di corrente in polarizzazione inversa, sia in condizioni di buio sia sotto irraggiamento di ^{109}Cd . Sulla base del CAM è stato estratto il parametro β/τ legato al tempo di *de trapping* dei centri accettori profondi, ed attraverso un diagramma di Arrhenius ne è stato estratto l'energia di attivazione sia in condizioni di buio che sotto irraggiamento, con sorgente X, rispettivamente pari a 0.72 e 0.87 eV. Il valore più elevato ottenuto in condizioni di irraggiamento viene spiegato attraverso l'effetto dei portatori fotogenerati sullo spostamento dei livelli di quasi Fermi. I nostri risultati mostrano che il CAM, pur essendo molto semplificato, rappresenta un valido modello per la spiegazione dei fenomeni di polarizzazione.

Bibliografia

- [2.1] **K. Nakazawa, K. Oonuki et al.** – “*Improvement of the CdTe diode detectors using a guard-ring electrode*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, vol.51, no.4, pp.1881,1885 (2004).
- [2.2] <http://www.acrorad.co.jp/us/index.html>
- [2.3] <http://www.keithley.com/>
- [2.4] **W. C. Barber, N. Malakhov et al.** – “*Guard ring elimination in CdTe and CdZnTe detectors*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, Volume: 4 (2006).
- [2.5] **F. Principato, G. Gerardi, A. A. Turturici, L. Abbene** – “*Time-dependent current-voltage characteristics of Al/p-CdTe/Pt x-ray detectors*” – Journal of applied physics, 112(9) (2012).
- [2.6] **F. Principato, A. A. Turturici, M. Gallo, L. Abbene** – “*Polarization phenomena in Al/p-CdTe/Pt X-ray detectors*” – Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A (2013).
- [2.7] **V. Gostilo, V. Ivanov et al.** – “*Technological aspects of development of pixel and strip detectors based on CdTe and CdZnTe*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, 2000 IEEE , vol.1, no., pp.4/84,4/89 vol.1 (2000).
- [2.8] **S. Watanabe, S. Ishikawa et al.** – “*New CdTe Pixel Gamma-Ray Detector with Pixelated Al Schottky Anodes*” – Japanese Journal of Applied Physics, Volume 46, Issue 9A, pp. 6043 (2007).
- [2.9] **S. M. Sze, Kwok K. Ng** – “*Physics of Semiconductor Devices*” – John Wiley & Sons, New York, 1981, 2nd ed., Chap. 5.
- [2.10] **T. L. Chu, Shirley S. Chu and S. T. Ang** – “*Properties of Al/p-CdTe Schottky barriers*” – Journal of Applied Physics, vol.58, no.11 (1985).
- [2.11] **A. Rose** – “*Space-Charge-Limited Currents in Solids*” – Physical Review, vol. 97, Issue 6 (1955).

- [2.12] **M. A. Lampert** – “*Volume-controlled current injection in insulators*” – Rep. Prog. Phys. 27 329 (1964).
- [2.13] **M. Ayoub, M. Hage-Ali et al.** – “*Real defect concentration measurements of nuclear detector materials by the combination of PICTS and SCLC methods*” – Materials Science and Engineering, Volume 83 (2001).
- [2.14] **W. den Boer** – “*Determination of midgap density of states in a-Si : H using space-charge-limited current measurements*” – Journal de Physique Colloques 42 (1981).
- [2.15] **F. Stöckmann** – “*An exact evaluation of steady-state space-charge-limited currents for arbitrary trap distributions*” – Physica status solidi Volume 64, (1981).
- [2.16] **S. Nešpurek, J. Sworakowski** – “*A differential method of analysis of steady-state space-charge-limited current-voltage characteristics*” – Physica status solidi Volume 41, (1977).
- [2.17] **J. Sworakowski, S. Nešpurek** – “*Determining local state densities in spatially inhomogeneous samples from steady-state space-charge-limited currents*” – Electrical Insulation, IEEE Transactions on, volume 24 (1989).
- [2.18] **S. S. Babkair, A. A. Ansari, N. M. Al-Twarqi** – “*Activation energy and density of states of CdTe thin films from temperature dependent I-V measurements*” – Materials Chemistry and Physics, volume 127 (2011).
- [2.19] **H. Toyama, A. Higa et al.** – “*Quantitative Analysis of Polarization Phenomena in CdTe Radiation Detectors*” – Japanese Journal of Applied Physics, volume 45 (2006).
- [2.20] **K. Varahramyan, E. J. Verret** – “*A model for specific contact resistance applicable for titanium silicide-silicon contacts*” – Solid-State Electronics, volume 39, Issue 11, (1996).
- [2.21] **M. Jang, J. Lee** – “*Analysis of Schottky Barrier Height in Small Contacts Using a Thermionic-Field Emission Model*” – ETRI Journal, Volume 24, Number 6 (2002).
- [2.22] **C. Matsumoto, T. Takahashi et al.** – “*Performance of a new Schottky CdTe detector for hard X-ray spectroscopy*” – Nuclear Science Symposium IEEE, volume 1 (1997).

- [2.23] **R. Grill, J. Franc et al.** – “*Polarization Study of Defect Structure of CdTe Radiation Detectors*” – Nuclear Science, *IEEE Transactions on*, volume 58, (2011).
- [2.24] **A. Cola, I. Farella et al.** – “*Electric Field Properties of CdTe Nuclear Detectors*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 6 (2006).
- [2.25] **J. M. Andrews, M. P. Lepselter** – “*Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes*” – Electron Devices Meeting, 1968 International, volume 14 (1968).
- [2.26] **A. Cola, I. Farella** – “*The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors*” – Applied Physics Letters 94, 102113 (2009).
- [2.27] **A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel** – “*Characterization of polarization phenomenon in Al-Schottky CdTe detectors using a spectroscopic analysis method*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 654, Issue 1 (2011).

CAPITOLO 3

Caratterizzazione Spettroscopica di Rivelatori CdTe Planari

Il lavoro riportato in questo capitolo si basa su una serie di attività sperimentali mirate ad investigare le proprietà spettroscopiche dei rivelatori CdTe planari con contatti raddrizzanti introdotti nel precedente capitolo. È stata misurata la risposta spettroscopica del rivelatore a varie sorgenti X e gamma di laboratorio valutandone le prestazioni. Il capitolo è focalizzato sullo studio degli effetti della polarizzazione sulla degradazione delle prestazioni spettroscopiche. Sono state estratte informazioni relative ai livelli energetici dei difetti presenti nel CdTe responsabili del fenomeno della polarizzazione e confrontate con quelle ottenute attraverso la caratterizzazione elettrica.

3.1 Set-up delle misure spettroscopiche

La strumentazione utilizzata per la caratterizzazione spettroscopica è quella standard usata in spettroscopia, dunque, basata su un preamplificatore di carica, un amplificatore lineare (*shaper*), da un analizzatore multicanale (*MCA*) ed un PC per l'acquisizione dei dati come mostrato in figura 3.1.

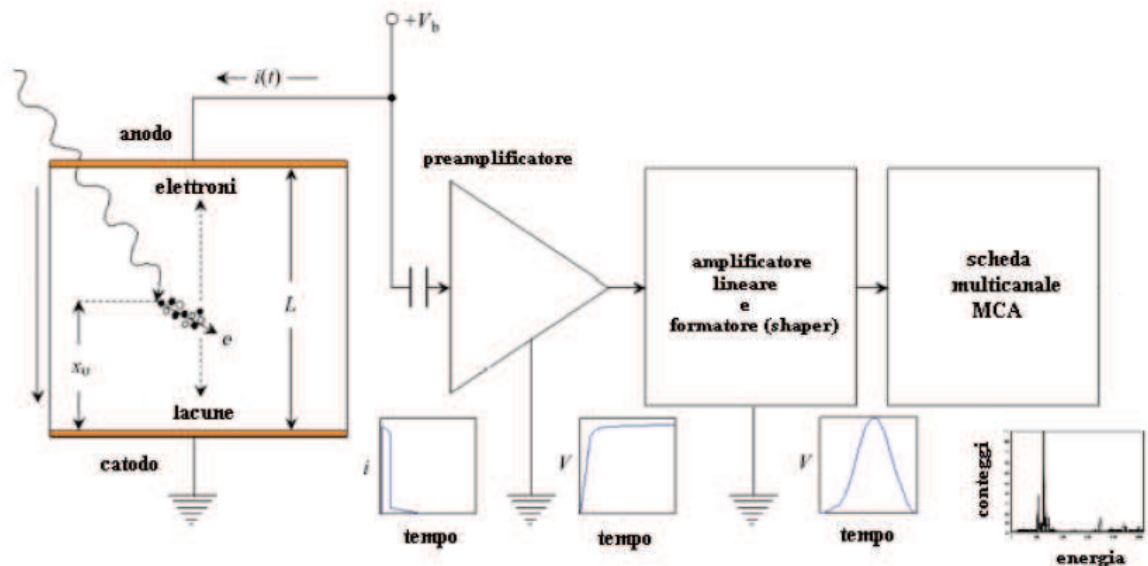


Figura 3.1 – Schema a blocchi del sistema di spettroscopia X e gamma.

Il rivelatore è stato montato su un *PCB* a bassa perdita ed inserito all'interno dello stesso box metallico, dotato di una finestra di Berillio. Il preamplificatore di carica (A250F, Amptek) accoppiato in AC è stato montato sullo stesso *PCB* riducendo al minimo la distanza con il rivelatore. Il preamplificatore richiede una tensione duale di ± 6 V fornita con due batterie al fine di ridurre il rumore. Il circuito di *feedback* del preamplificatore ha una costante di tempo di $250 \mu\text{s}$ ($R_f = 1 \text{ G}\Omega$ $C_f = 0.25 \text{ pF}$). Il rivelatore ed il preamplificatore vengono raffreddati con il sistema a due celle Peltier descritto nel precedente capitolo. La riduzione della temperatura nella caratterizzazione spettroscopica ha lo scopo di ridurre il rumore sia della corrente di leakage del rivelatore sia del preamplificatore di carica. La tensione di alimentazione del rivelatore viene fornita da un generatore di alta tensione (ORTEC, 456H). Al fine di fornire la tensione di alimentazione in modo non brusco ma attraverso una rampa lineare, è stato utilizzato il generatore di funzione (Agilent 33250A) controllato grazie l'interfaccia GPIB attraverso un apposito programma realizzato in *Labview*.

I segnali preamplificati vanno a un amplificatore lineare (*shaper*) in cui il segnale viene ulteriormente amplificato e condizionato. Lo *shaper* (ORTEC, mod 672) può funzionare con diversi valori di *shaping time*: 0.5, 1, 2, 3, 5, 10 μ s. Il segnale in uscita dallo *shaper* viene campionato e digitalizzato da una scheda multicanale (MCA 8000A, Amptek) che può acquisire segnali fino a 10 V con frequenza di campionamento di $2 \cdot 10^5$ Hz.

La caratterizzazione spettroscopica è stata eseguita con l'analisi degli spettri ottenuti irradiando il catodo dei rivelatori con varie sorgenti di laboratorio X e gamma:

- ^{109}Cd : 22.1, 24.9 e 88.1 keV;
- ^{241}Am : 59.5, 26.3 keV e le righe L tra 13 e 21 keV;
- ^{57}Co : 122.1, 136.5 keV e le linee di fluorescenza del tungsteno (W), $K_{\alpha 1} = 59.3$ keV, $K_{\alpha 2} = 58.0$ keV, $K_{\beta 1} = 67.1$ keV, $K_{\beta 3} = 66.9$ keV, prodotte da una finestra di tungsteno.

Il fascio viene collimato solo per il ^{109}Cd poiché presenta un rate elevato, per mezzo di un collimatore in W con un foro di 100 μ m.



Figura 3.2 – Dettagli del set-up sperimentale per le misure elettriche con sorgenti X.

3.2 Misure e risultati sperimentali

L'indagine spettroscopica è essenzialmente basata sull'analisi della stabilità temporale dei rivelatori, al variare della temperatura nel *range* 4 – 24 °C. Sono state, anche, valutate le prestazioni spettroscopiche con condizioni di utilizzo ottimali, ovvero bassa temperatura - 25 °C ed alta tensione di alimentazione inversa pari a 1000 V per il rivelatore con 2.0 mm di spessore e 700 V per il rivelatore spesso 0.75 mm [3.1, 3.2].

Inconveniente tipico dei rivelatori CdTe e CdZnTe è la presenza negli spettri di distorsioni simmetriche ed asimmetriche. Le distorsioni simmetriche sono dovute alle fluttuazioni statistiche del numero dei portatori di carica generati dalla radiazione, alla corrente di *leakage* e al rumore generato dall'elettronica di lettura. Le distorsioni asimmetriche, evidenziate dalla presenza di code nel lato di bassa energia sono, invece, dovute al *trapping* delle lacune e alla raccolta non completa della carica.

3.2.1 Modello per l'analisi degli spettri acquisiti

L'analisi degli spettri dei rivelatori ha richiesto l'uso di un particolare modello [3.3, 3.4], che tiene conto delle distorsioni simmetriche ed asimmetriche del picco. La funzione utilizzata tiene conto di tre componenti:

$$F(ch) = G(ch) + D(ch) + S(ch) \quad (3.1)$$

dove ch rappresenta il corrispondente canale energetico; le componenti della funzione F sono di seguito esplicitate:

- **componente gaussiana:** rappresenta le fluttuazioni statistiche nel processo di generazione delle coppie elettrone-lacuna nel rivelatore:

$$G(ch) = H_g e^{-\frac{(ch-ch_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.2)$$

dove H_g è il peso della componente gaussiana (proporzionale all'area della curva gaussiana), σ è la deviazione standard e ch_0 il valore medio che individua il centroide dei picchi;

- **componente asimmetrica:** rappresenta le asimmetrie ed il *tailing* presente nel lato di bassa energia dei picchi:

$$T(ch) = \frac{1}{2} H_t e^{\frac{(ch-ch_0)}{T_s \sigma}} \operatorname{erfc}\left(\frac{ch-ch_0}{\sigma\sqrt{2}} + \frac{1}{T_s\sqrt{2}}\right) \quad (3.3)$$

dove H_t è il peso della funzione asimmetrica, mentre T_s caratterizza la pendenza della coda (un incremento di T_s evidenzia la diminuzione della pendenza della coda e quindi un aumento del *tailing*);

- **background:** rappresenta l'insieme di tutti quegli eventi associati all'interazione di un fascio monocromatico col rivelatore ma esclusi dal picco (*escape* di elettroni secondari e raccolta non completa della carica):

$$B(ch) = \frac{1}{2} H_s \operatorname{erfc}\left(\frac{ch-ch_0}{\sigma\sqrt{2}}\right) \quad (3.4)$$

dove H_s rappresenta l'altezza del background. La funzione complementare degli errori *erfc* è il risultato della convoluzione tra una funzione a gradino, rappresentante il background, con una gaussiana che rappresenta l'allargamento statistico del rivelatore [3.1].

La figura 3.3 mostra l'andamento tipico della funzione F e delle sue componenti.

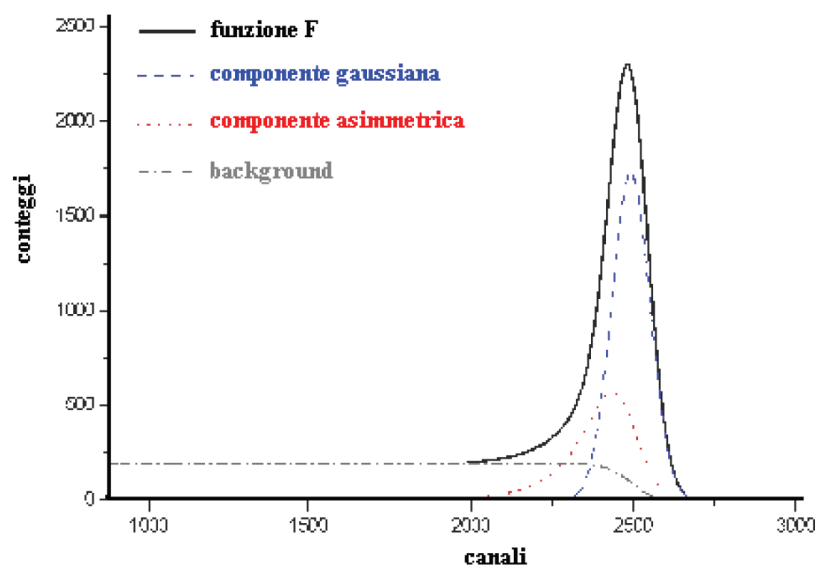


Figura 3.3 – La funzione F e le sue componenti.

Lo studio della stabilità temporale del rivelatore ha reso necessario implementare la funzione di fitting in un apposito programma in *Matlab*, che ha permesso di ridurre considerevolmente il tempo di analisi. In figura 3.4 è mostrata uno spettro acquisito e la funzione di fitting usata, la bontà del fitting è espressa dal valore del chi-quadro ridotto pari a 0.72 in questo esempio.

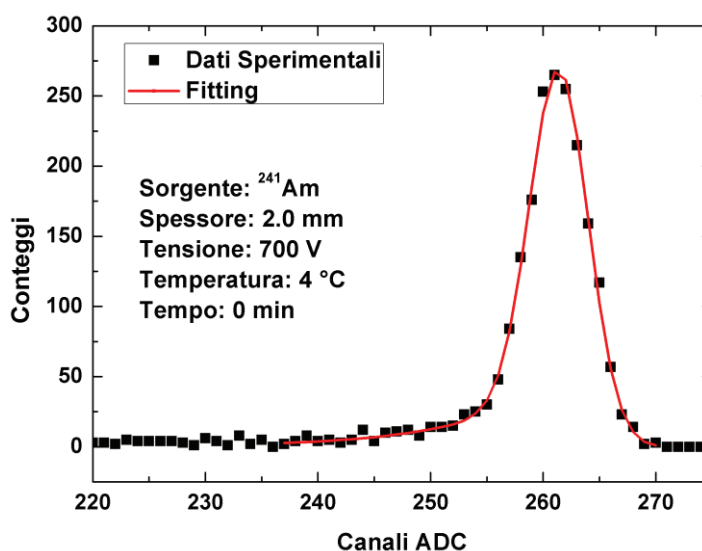


Figura 3.4 – Particolare dello spettro di ²⁴¹Am ottenuto a 700 V e 4 °C per il rivelatore spesso 2.0 mm; in rosso la funzione di fitting usata.

3.2.2 Evoluzione temporale degli spettri

È noto che il fenomeno della polarizzazione dal punto di vista spettroscopico si traduce in una progressiva degradazione della risoluzione energetica ed uno spostamento della posizione del fotopicco verso le basse energie. A tal fine sono state eseguite misure spettroscopiche di lunga durata (massimo 18 ore) valutando l'evoluzione temporale del fotopicco. Gli esperimenti sono stati riprodotti variando le condizioni come: temperatura, tensione e spessore del rivelatore.

La figura 3.5 confronta l'evoluzione temporale degli spettri di ¹⁰⁹Cd al variare della temperatura e della tensione di alimentazione e dello spessore, evidenziando i miglioramenti della stabilità del rivelatore. Le figure riportano il peggioramento delle prestazioni del rivelatore in termini di risoluzione energetica e di area del fotopicco (A).

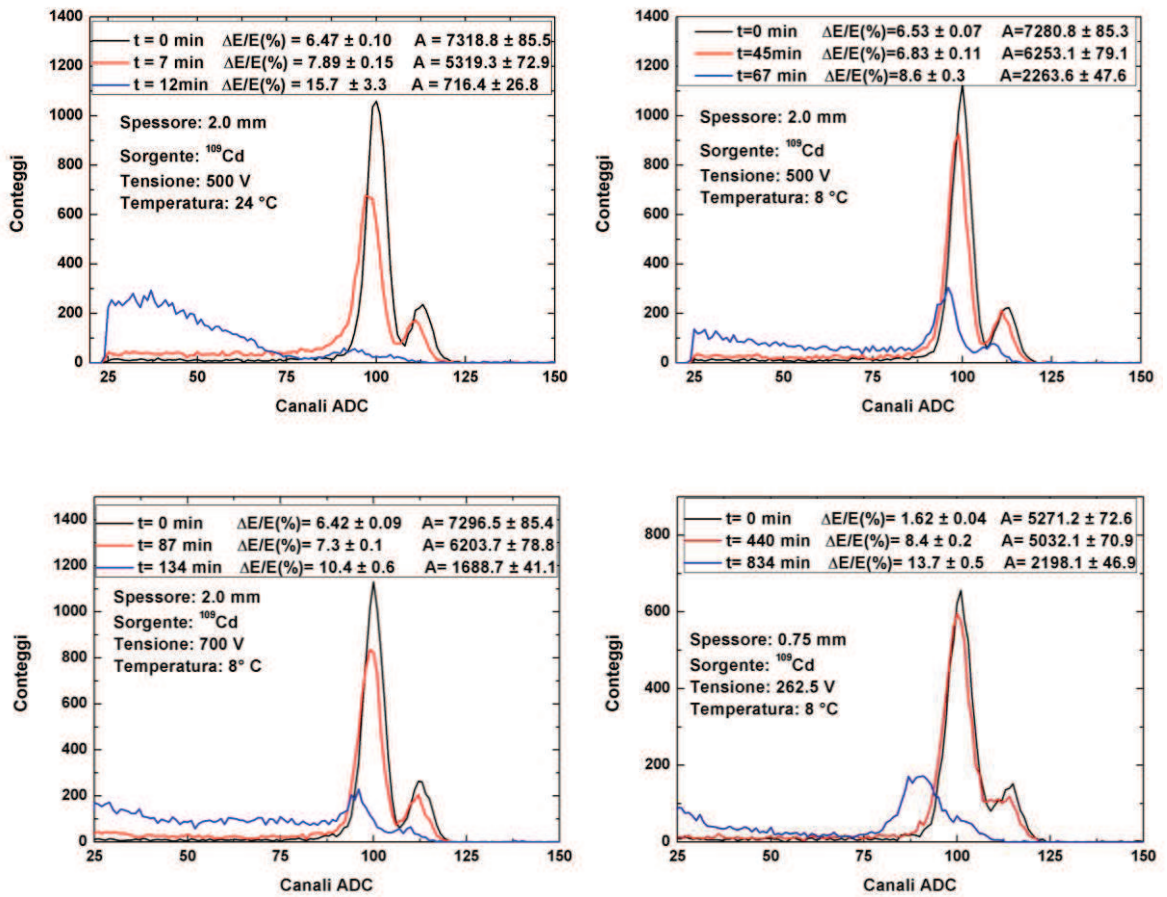


Figura 3.5 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{109}Cd . Confronto al variare della temperatura, della tensione e dello spessore.

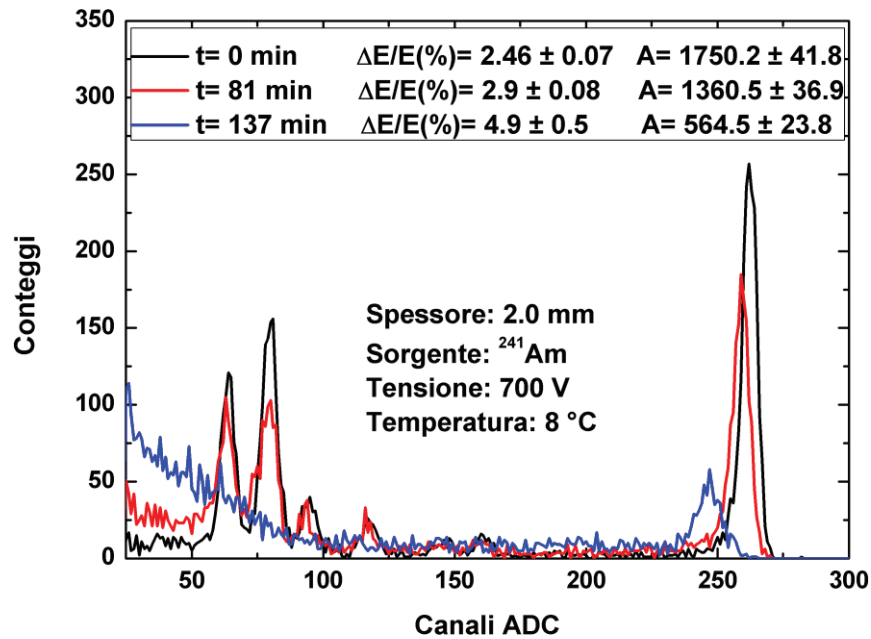


Figura 3.6 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{241}Am .

La figura 3.6 confronta l'evoluzione temporale degli spettri di ^{241}Am ed è interessante notare come la degradazione dello spettro è più evidente per le righe X di bassa energia, poiché interagiscono vicino al catodo, le quali tendono a sparire in condizioni di forte polarizzazione, per effetto del *dead layer* che si forma in prossimità del catodo.

In figura 3.7 è mostrata l'evoluzione temporale della risposta spettroscopica con la sorgente di ^{57}Co .

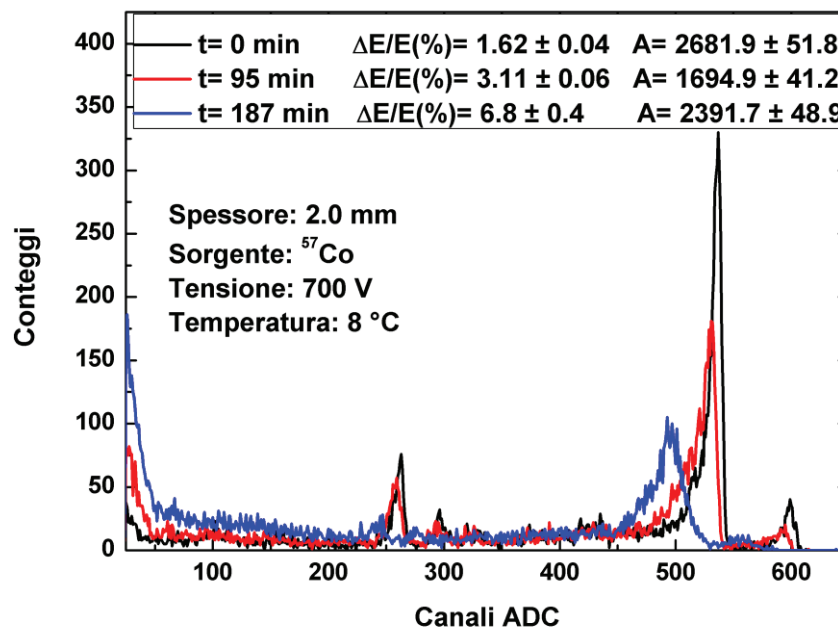


Figura 3.7 – Evoluzione temporale degli spettri di ^{57}Co .

Lo studio sulla stabilità temporale degli spettri è stato condotto analizzando lo spostamento del fotopicco variando i seguenti parametri:

- Temperatura: range 4 – 24 °C;
- Campo elettrico: 2500 e 3500 V/cm;
- Spessore: 2.0 e 0.75 mm;
- Energie: 22.1, 59.5, 122.1 keV.

I risultati di questa analisi preliminare sono evidenziati nella figura 3.8; la quale confronta l'evoluzione temporale del picco di energia a 22.1 keV al variare della tensione dello spessore e della temperatura.

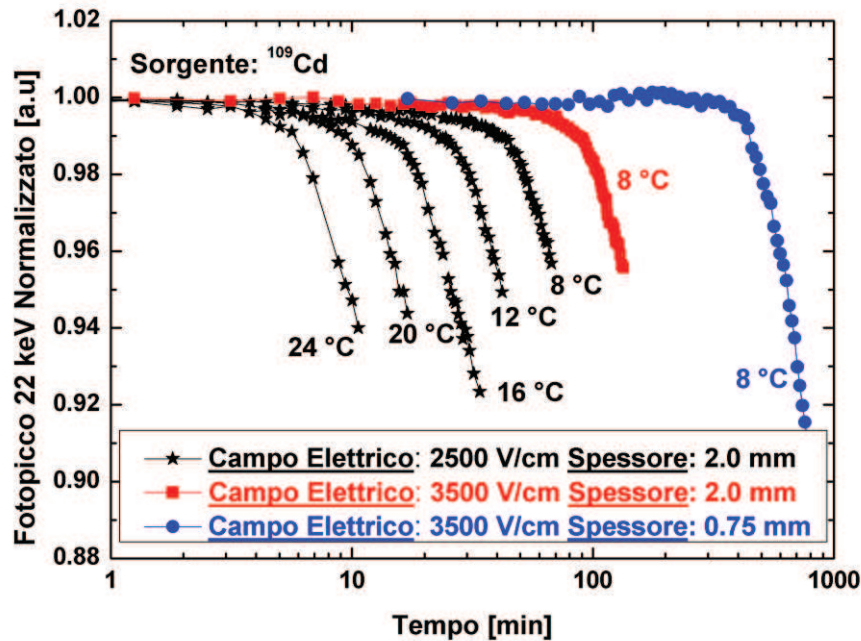


Figura 3.8 – Evoluzione temporale del fotopicco della riga a 22.1 keV del ^{109}Cd . In nero l'andamento del fotopicco ottenuto con il rivelatore spesso 2.0 mm nel range di temperature 8 – 24 °C con un'alimentazione di 500 V . In rosso l'andamento del fotopicco ottenuto con un'alimentazione a 700 V e a 8 °C. In blu l'andamento del fotopicco ottenuto con il rivelatore spesso 0.75 mm a 8 °C con un'alimentazione a 262.5 V. I dati sono normalizzati alla prima misura.

Dalla figura 3.8 si evince che l'andamento del fotopicco nel tempo è caratterizzato da due zone; la fase iniziale è caratterizzata da una variazione contenuta, nella seconda le variazioni sono più sostenute, con un'accentuata degradazione dello spettro. L'inizio della seconda zona viene imputata all'effetto della polarizzazione, con l'annullamento del campo elettrico al catodo e con conseguente riduzione della zona di svuotamento nel rivelatore [3.5].

In letteratura è presente un metodo [3.5] secondo il quale attraverso lo studio dell'andamento del picco di energia è possibile estrapolare informazioni sul fenomeno della polarizzazione. L'utilizzo di questo metodo ha permesso di stimare l'istante di tempo in cui avviene il cambio di pendenza nell'andamento del fotopicco. In particolare come mostrato in figura 3.9 si estrae l'istante di tempo (\bar{t}_p) in cui si incrociano due rette ottenute dalle operazioni di fitting lineari sulle due zone a diversa pendenza. Importante sottolineare che il tempo di polarizzazione qui descritto (\bar{t}_p) differisce da quello introdotto nelle misure elettriche (t_p).

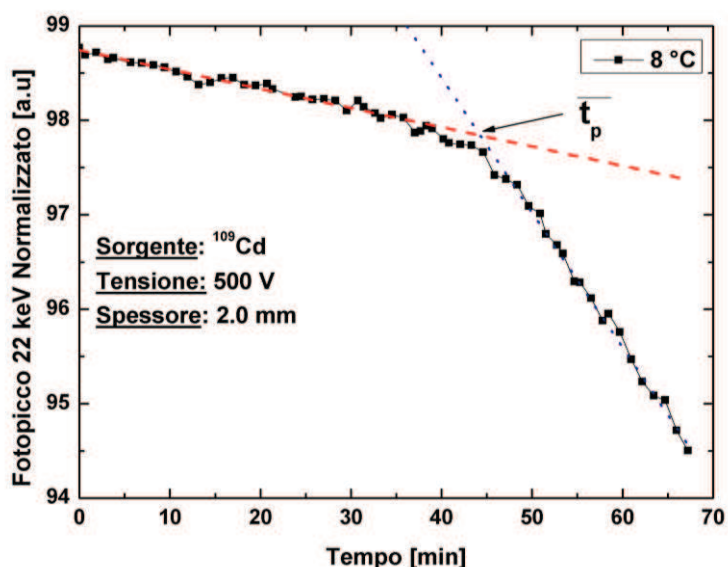


Figura 3.9 – Evoluzione temporale del fotopicco della riga a 22.1 keV del ^{109}Cd ; viene mostrata la procedura per estrarre il tempo di polarizzazione.

Dalla figura 3.8 è evidente che il tempo di polarizzazione (\bar{t}_p) è attivato termicamente e quindi è stato possibile tracciare un diagramma di Arrhenius, che ne ha permesso di estrarre l'energia di attivazione. I risultati di questo studio completo sono mostrati in figura 3.10, nella quale si evince che l'energia di attivazione varia nel range 0.89 – 0.98 eV al variare delle condizioni al contorno. Questi valori sono compatibili con i valori presenti in letteratura [3.5].

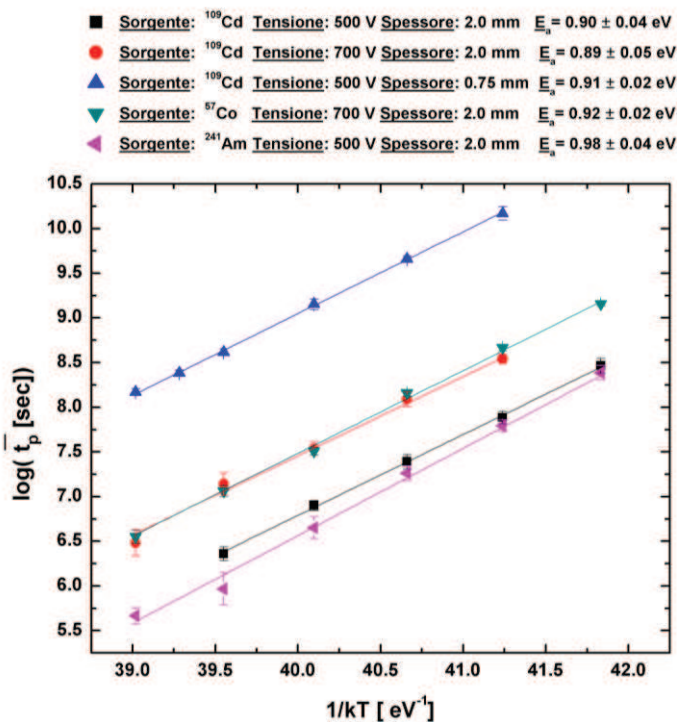


Figura 3.10 – Plot di Arrhenius del tempo di polarizzazione in varie condizioni di irraggiamento e tensione di alimentazione.

Il valore di \bar{t}_p è espresso in [3.5] attraverso la relazione (1.6), da cui si evince che il tempo di polarizzazione, in modo quadratico dallo spessore del rivelatore e in modo lineare dalla tensione.

Il valore dell'energia di attivazione del tempo di polarizzazione estratto con questo metodo spettroscopico differisce da quello attribuito a τ in letteratura ed estratto attraverso misure di corrente e di campo elettrico [3.6, 3.7].

La differenza tra questi due valori sono da imputare alle approssimazioni del CAM sulla distribuzione dei centri accettori [3.5]. Infatti, nel CAM la concentrazione dei centri accettori è legata all'approssimazione dello zero termico, basata sull'assunzione che i livelli energetici sono vuoti qualora si trovino al di sopra del livello di Fermi, ovvero:

$$\begin{aligned} N_T^-(x,0) &= N_T & 0 \leq x < \lambda \\ N_T^-(x,0) &= 0 & \lambda \leq x < L \end{aligned} \quad (3.5)$$

dove λ viene definito come il punto d'intersezione tra il livello di Fermi ed E_T .

Questa approssimazione permette di risolvere analiticamente l'equazione di Poisson su cui si basa il modello. In realtà, la probabilità che i livelli accettori profondi vengano ionizzati, per esempio occupati dagli elettroni prima di fornire la tensione di alimentazione al rivelatore (*pre-polarizzazione*), non è nulla ed è data dalla distribuzione di Fermi-Dirac:

$$F(x) = \frac{1}{1 + e^{(E_{T0}(x)-E)/kT}} \quad (3.6)$$

dove E_{T0} è il livello accettore profondo quando il rivelatore non viene alimentato, che dipende dalla posizione nel rivelatore. Le condizioni iniziali non sono più date dall'equazione 3.5 ma da:

$$N_T^-(x,0) = F(x)N_T \quad 0 \leq x < L \quad (3.7)$$

Se assumiamo che la variazione di N_T^- è legata solo al *detrapping* delle lacune, l'espressione della concentrazione dei centri accettori ionizzati in funzione del tempo e della posizione è la seguente:

$$N_T^-(x, t) = N_T \left(1 - e^{-t/\tau} \right) + F(x) N_T e^{-t/\tau} \quad (3.8)$$

La dipendenza spaziale rende complessa la risoluzione dell'equazione di Poisson ma potrebbe spiegare la discrepanza tra i valori dell'energia di attivazione ottenute con metodi elettrici e con l'analisi del fotopicco.

Le correzioni da apportare al CAM trovano riscontro secondo Meuris [3.5] negli studi del campo elettrico tramite l'effetto Pockel, poiché all'istante iniziale l'andamento del campo elettrico sperimentale non è piatto [3.7, 3.8].

Un'altra spiegazione della differenza tra le energie di attivazione risiede nel fatto che i metodi elettrici si basano sullo studio dei fenomeni che avvengono in prossimità del contatto, mentre lo studio spettroscopico comprende gli effetti che l'interazione con la radiazione genera in posizioni diverse nel rivelatore; quindi l'informazione estratta non dipende soltanto dagli effetti del *de trapping* vicino l'anodo.

Il metodo basato sullo studio spettroscopico non è solo un metodo alternativo a quello elettrico per studiare l'effetto di polarizzazione nei rivelatori Schottky ma anche un modo per determinare come questi rivelatori devono essere utilizzati per applicazioni spettroscopiche per tempi lunghi.

Infine, possiamo affermare che le differenze ottenute con il metodo elettrico e spettroscopico sono anche, da imputare alle diverse condizioni di funzionamento del rivelatore. Infatti, dallo studio elettrico abbiamo dimostrato che l'utilizzo di sorgenti X e gamma comporta l'aumento dell'energia di attivazione del rapporto β/τ , spiegato come lo spostamento dei livelli di quasi Fermi.

3.2.3 Prestazioni spettroscopica a -25 °C

Per meglio evidenziare le proprietà spettroscopiche del rivelatore è stata valutata la risposta del rivelatore a diverse energie nelle condizioni ottimali di funzionamento ovvero bassa temperatura (-25 °C) ed alta tensione.

La figura 3.11 mostra la risposta spettroscopica del rivelatore irradiato con ^{109}Cd .

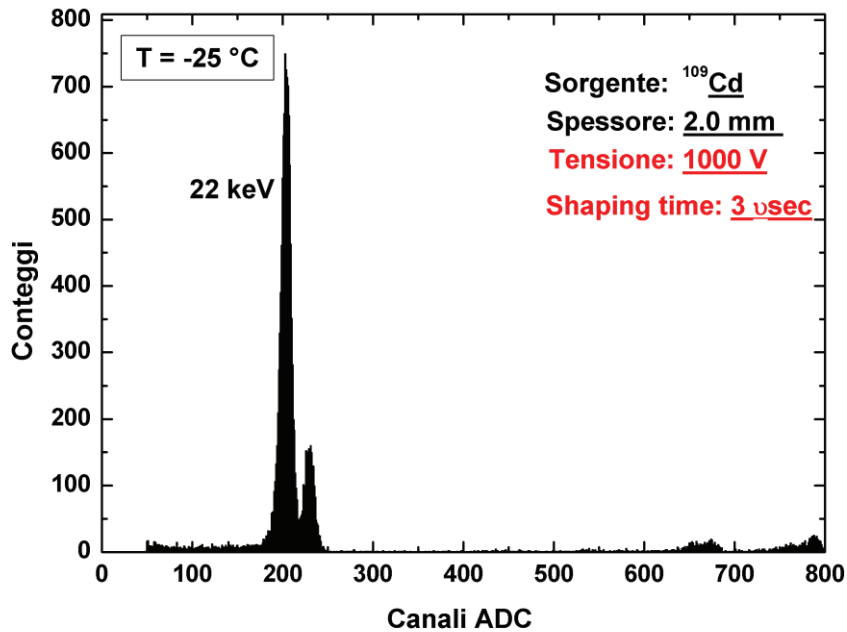


Figura 3.11 – Spettro di ^{109}Cd misurato per il rivelatore da 2.0 mm.

Sono evidenti il picco a 22.1 keV ed a 24.9 keV nel lato di bassa energia (figura 3.10), ed il picco a 88.04 keV nel lato di alta energia. Il rivelatore presenta una risoluzione (FWHM) di $6.14 \pm 0.11 \%$. Il *tailing* è piuttosto contenuto nel lato di bassa energia dello spettro. Per quanto riguarda le asimmetrie è stato valutato un rapporto FWHM/FWHM pari a 1.95 ± 0.07 con una deviazione percentuale del 7.1 % dal rapporto gaussiano. Nel range 1 – 40 keV notiamo l'assenza dei fenomeni dell'*escape* dei fotoni, presenti, invece, nel lato di alta energia. Il rivelatore grazie alla buona risoluzione energetica, al basso *mailing* e all'assenza dei fenomeni di *escape* risulta promettente nel range 1 – 40 keV.

La figura 3.12 mostra la risposta spettroscopica del rivelatore irradiato con ^{241}Am .

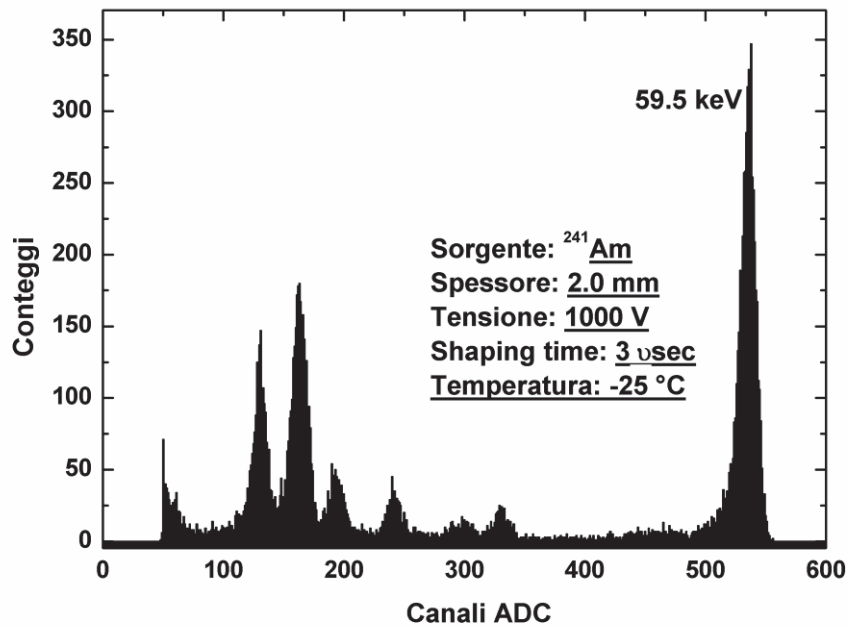


Figura 3.12 – Spettro di ^{241}Am misurato per il rivelatore da 2.0 mm.

Nello spettro, oltre alla riga a 59.5 keV, sono evidenti le righe di emissione L del Nettunio tra 13 e 21 keV. Il rivelatore presenta una risoluzione energetica (FWHM) di $2.51 \pm 0.07\%$ a 59.5 keV. In questo range energetico il *tailing* e l'asimmetria del picco aumentano, come mostrato dal rapporto FW.1M/FWHM pari a 2.16 ± 0.10 .

A questa energia è stato condotto uno studio di 10 ore nelle condizioni ottimali di utilizzo, la figura 3.13 mostra la buona stabilità del rivelatore in questa finestra temporale come mostrano i valori costanti di risoluzione energetica(FWHM), il centroide del picco di energia e l'area del picco a 59.5 keV.

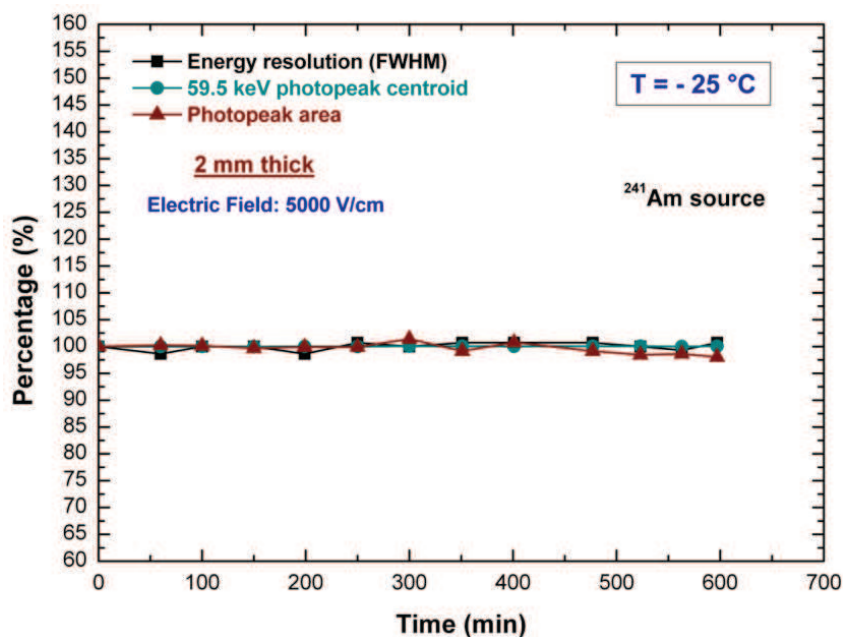


Figura 3.13 – Evoluzione temporale della risoluzione energetica, del centroide del picco di energia e dell'area del picco della riga a 59.5 keV di ^{241}Am sul rivelatore da 2.0 mm di spessore, a 1000 V e $-25\text{ }^\circ\text{C}$.

La figura 3.14 mostra gli spettri di ^{57}Co misurati con entrambi i rivelatori ($T = -25\text{ }^\circ\text{C}$ e tensione di alimentazione di 1000 V e 700 V per i rivelatori da 2.0 mm e da 0.75 mm, rispettivamente).

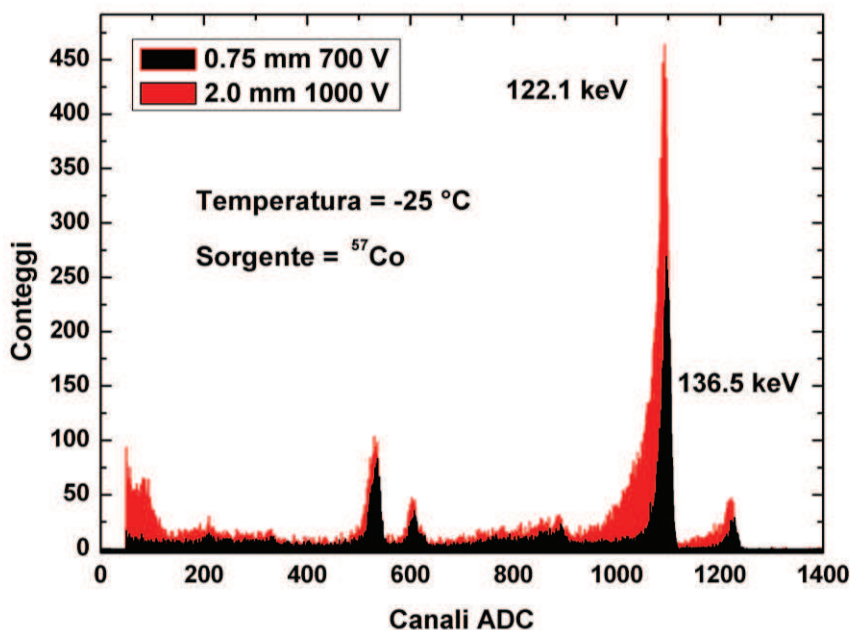


Figura 3. 14 – Confronto tra gli spettri di ^{57}Co misurati per il rivelatore da 2.0 mm e da 0.75 mm.

Nello spettro di ^{57}Co oltre alle righe a 122.1 keV e 134 keV sono evidenti le righe di fluorescenza del tungsteno tra 58 e 67 keV, e i picchi di *escape* associati alla riga a 122.1 keV. Il rivelatore a 122.1 keV è caratterizzato da una risoluzione energetica (FWHM) del

$1.92 \pm 0.05 \%$ e $1.68 \pm 0.05 \%$ rispettivamente nel caso del rivelatore da 2.0 mm e da 0.75 mm di spessore. L'aspetto più evidente riguarda il fatto che l'*hole tailing* diventa più significativo all'aumentare dell'energia confermando la dipendenza del segnale di un rivelatore planare dal *trapping* delle lacune e dallo spessore [3.9]. Infatti, il rapporto FW.1M/FWHM nel caso del rivelatore da 2.0 mm è pari a 4.11 ± 0.16 e riducendo lo spessore si ottiene un valore pari a 2.63 ± 0.14 .

L'informazione sull'energia di tutti gli spettri mostrati è stata ottenuta grazie alla retta di calibrazione che mostra in figura 3.15 la linearità del sistema. Un'operazione di fit lineare ha permesso di estrarre i coefficienti della retta di calibrazione, mostrati in figura 3.15:

$$energia(keV) = B \cdot (canale) + A \quad (3.9)$$

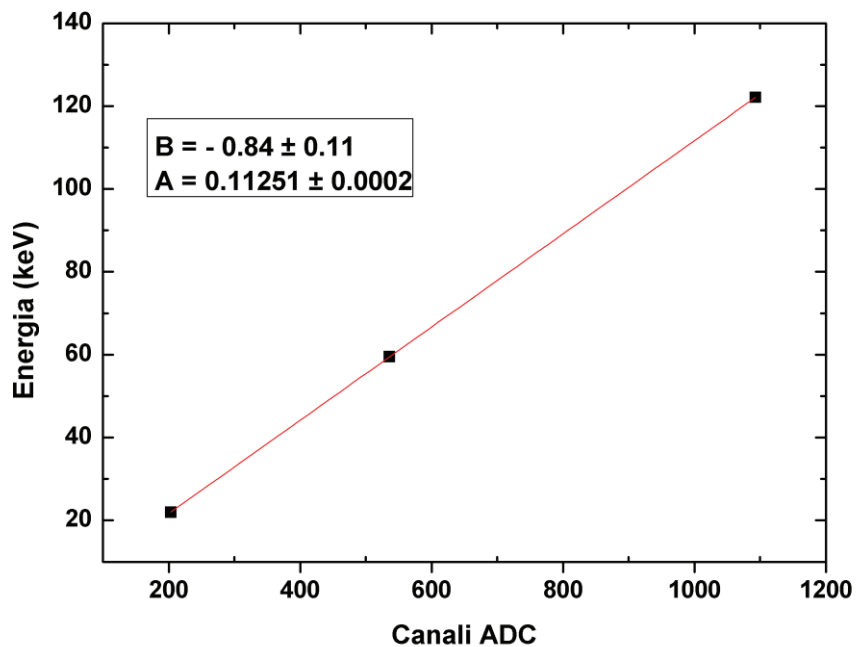


Figura 3.15 – Retta di calibrazione.

3.3 Conclusione

Attraverso lo studio della risposta spettroscopica, di campioni di rivelatori di diverso spessore nel range 22 – 122 keV sono state studiate le principali proprietà spettroscopiche e i fenomeni di polarizzazione, presenti in rivelatori CdTe con contatti Schottky.

La caratterizzazione è stata focalizzata sulla stabilità dei rivelatori e sulla comprensione dei fenomeni di polarizzazione. Gli studi sono stati condotti analizzando lo spostamento del picco di energia in funzione della temperatura, della tensione di alimentazione e dell'energia dei fotoni incidenti. È stato definito un nuovo tempo di polarizzazione che da informazioni sui limiti di operatività dei rivelatori stessi e che differisce da quello definito sul transitorio di corrente, sebbene sia strettamente correlato ad esso. I tempi differiscono poiché l'influenza del fenomeno della polarizzazione sulle performance del rivelatore diventa evidente con una finestra temporale maggiore se confrontata con i cambiamenti che sono stati notati con le misure elettriche. Questo nuovo tempo di polarizzazione è caratterizzato da un'energia di attivazione compresa tra 0.89 e 0.98 eV. I valori ottenuti sono maggiori rispetto a quegli estratti con lo studio della corrente in dark. Il modello presente in letteratura su cui si basa tale risultato afferma che le differenze sono da imputare alle approssimazioni del CAM e alla condizione di *pre-polarizzazione*. A nostro avviso l'effetto potrebbe essere dovuto anche allo spostamento del livello di quasi-Fermi delle lacune quando il materiale è sotto irraggiamento, come spiegato nel capitolo precedente.

Quindi possiamo concludere che le approssimazioni sul modello e l'interazione X e gamma con il rivelatore giocano un ruolo fondamentale nella determinazione delle informazioni relative ai centri accettori responsabili del fenomeno della polarizzazione.

Dallo studio dei risultati ottenuti con i diversi metodi già sembra chiaro che non esiste un modello migliore degli altri poiché ciascun modello presenta delle approssimazioni.

Infine, è stata studiata la risposta dei rivelatori in condizioni ottimali di funzionamento (-1000 V, -25 °C), mostrando per il rivelatore da 2.0 mm una risoluzione energetica (FWHM) del 6.1 % a 22.1 keV, del 2.5 % a 59.5 keV e del 1.9 % a 122 keV. Il rivelatore sotto studio ha mostrato in queste condizioni una buona stabilità in una finestra temporale di 10 ore. Grazie al fatto che non servono ingombranti sistemi di raffreddamento per ottenere buone prestazioni, l'interesse della comunità scientifica è rivolto allo sviluppo di spettrometri portatili ad alta risoluzione in CdTe con il semplice supporto di celle Peltier per il raffreddamento.

Bibliografia

- [3.1] **L. Abbene, G. Gerardi, F. Principato, A. A. Turturici, S. Del Sardo, G. Raso** – “*Characterization of Al-Schottky CdTe detectors*” – IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (2011).
- [3.2] **F. Principato, A. A. Turturici, M. Gallo, L. Abbene** – “*Polarization phenomena in Al/p-CdTe/Pt X-ray detectors*” – Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A (2013).
- [3.3] **K. Debertin, R. T. Helmer** – “*Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor detectors*” – North Holland Publishers (Amsterdam 1988).
- [3.4] **P. Mortreau et al.** – “*Characterization of cadmium zinc telluride detector spectra – application to the analysis of spent fuel spectra*” – Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 458 (2001) 183.
- [3.5] **A. Meuris, O. Limousin, C. Blondel** – “*Characterization of polarization phenomenon in Al-Schottky CdTe detectors using a spectroscopic analysis method*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Volume 654, Issue 1, (2011).
- [3.6] **H. Toyama, A. Higa et al.** – “*Quantitative Analysis of Polarization Phenomena in CdTe Radiation Detectors*” – Japanese Journal of Applied Physics 45, (2006).
- [3.7] **A. Cola, I. Farella et al.** – “*Electric Field Properties of CdTe Nuclear Detectors*” – Ieee Transactions on Nuclear Science, volume. 54, n. 4, (2007).
- [3.8] **A. Cola, I. Farella** – “*The polarization mechanism in CdTe Schottky detectors*” – Applied Physics Letters, volume 94 (2009).
- [3.9] **S. Del Sordo, L. Abbene et al.** – “*Progress in the Development of CdTe and CdZnTe Semiconductor Radiation Detectors for Astrophysical and Medical Applications*” – Sensors (2009).

CAPITOLO 4

Misure di Fotoconduttività e del Profilo del Campo Elettrico mediante Effetto Pockels su CdTe Planari

Nei capitoli precedenti abbiamo verificato come i centri accettori influenzano le proprietà di trasporto nel CdTe. Il lavoro presente in questo capitolo si basa su attività sperimentali atte ad investigare le proprietà elettro-ottiche dei rivelatori planari precedentemente presentati.

In questo caso sono stati studiati gli effetti dei centri accettori profondi responsabili del fenomeno della polarizzazione attraverso l'utilizzo di metodi elettro-ottici che hanno consentito lo studio del campo elettrico e della risposta dei rivelatori sia in condizioni di funzionamento normale (dark) sia sotto perturbazioni ottiche con lunghezze d'onda nel range 700 – 900nm.

L'uso di perturbazioni ottiche vicine la band gap hanno l'effetto di modificare la distribuzione dei centri accettori profondi, causando una modifica del campo elettrico, utile per ridurre gli effetti della polarizzazione anche per esempio in condizioni di alto flusso [4.1].

Le attività sperimentali sono state svolte presso il laboratorio dell'Istituto di Fisica della Charles University di Praga durante un periodo di circa cinque mesi sotto la supervisione del Prof. Jan Franc e grazie all'appoggio del Prof. Roman Grill, rispettivamente direttore dell'Istituto e capo del gruppo di Semiconduttori per l'Optoelettronica.

4.1 Misure di fotoconduttività

L'esperimento si basa sullo studio di transitori di corrente con l'irraggiamento del catodo con lunghezze d'onda dal visibile al vicino infrarosso (700 – 900 nm), il cui set-up è rappresentato in figura 4.1. Per ottenere un fascio di lunghezza d'onda variabile viene utilizzato un monocromatore (Carl Zeiss Jena, prisma LiF82). La potenza del fascio incidente sul catodo è stato misurato con un fotodiode calibrato (Ophir Vega). Il valore misurato dal fotodiode dipende dalla lunghezza d'onda e varia tra 0.1 a 0.14 mW. Il fascio incidente copre uniformemente tutto l'elettrodo del rivelatore. Il rivelatore viene raffreddato con una cella Peltier pilotata da un controllore (Eurotherm 3502) che ha permesso di raggiungere temperature nel range 288 – 320 K. L'alimentazione viene fornita con il *source meter Keitley 2410*. Poiché il dispositivo è caratterizzato da basse correnti, è stata misurata la tensione ai capi di una resistenza di 1 M Ω , attraverso l'*electrometer Keitley 6514*. Questa scelta permette di innalzare il livello di tensione da riconvertire in valore di corrente, così da essere meno sensibile ad eventuali fluttuazioni sul segnale presenti soprattutto quando vengono misurate correnti molto basse (pA) soprattutto a basse temperature.

Lo schema a blocchi di figura 4.1 evidenzia il set-up di misura e i collegamenti circuitali. Il controllo degli strumenti è avvenuta grazie all'utilizzo di programmi realizzati in *Labview*. Le misure sui transitori di corrente sono state effettuate applicando tensioni inverse a gradino al rivelatore. Prima dell'applicazione della tensione, il rivelatore è alimentato a zero Volt per un tempo sufficientemente lungo per evitare effetti di polarizzazione residui. Il fascio di luce incidente viene acceso durante la fase di depolarizzazione del rivelatore ($V = 0$) e per un tempo variabile generalmente superiore a 30 minuti. Per studiare la dinamica completa della corrente le acquisizioni hanno una durata fino a 12 ore.

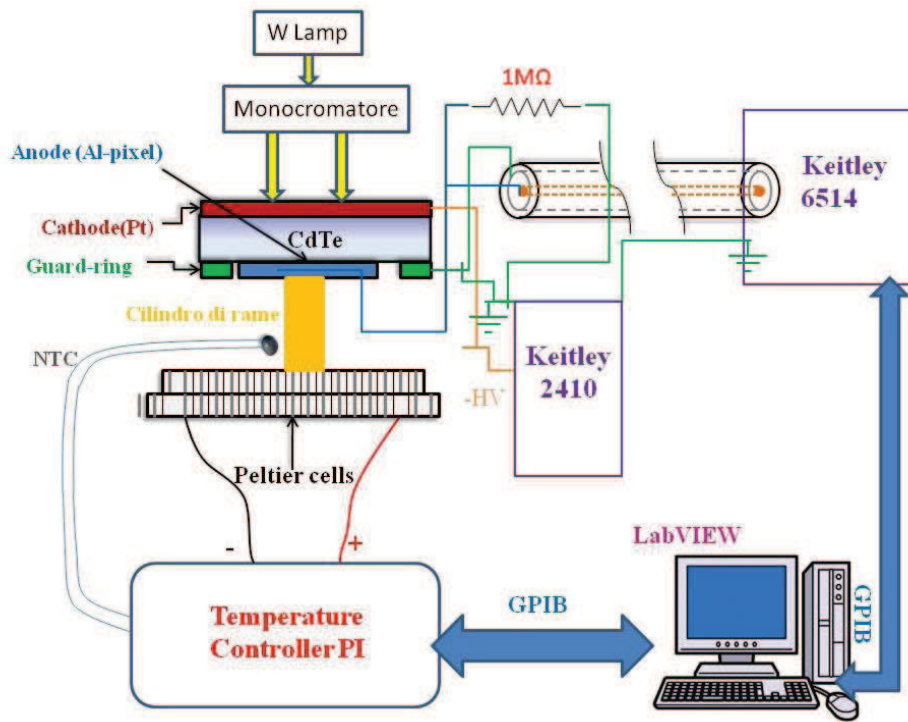


Figura 4.1 – Schema a blocchi del set-up di misura di fotoconduttanza.

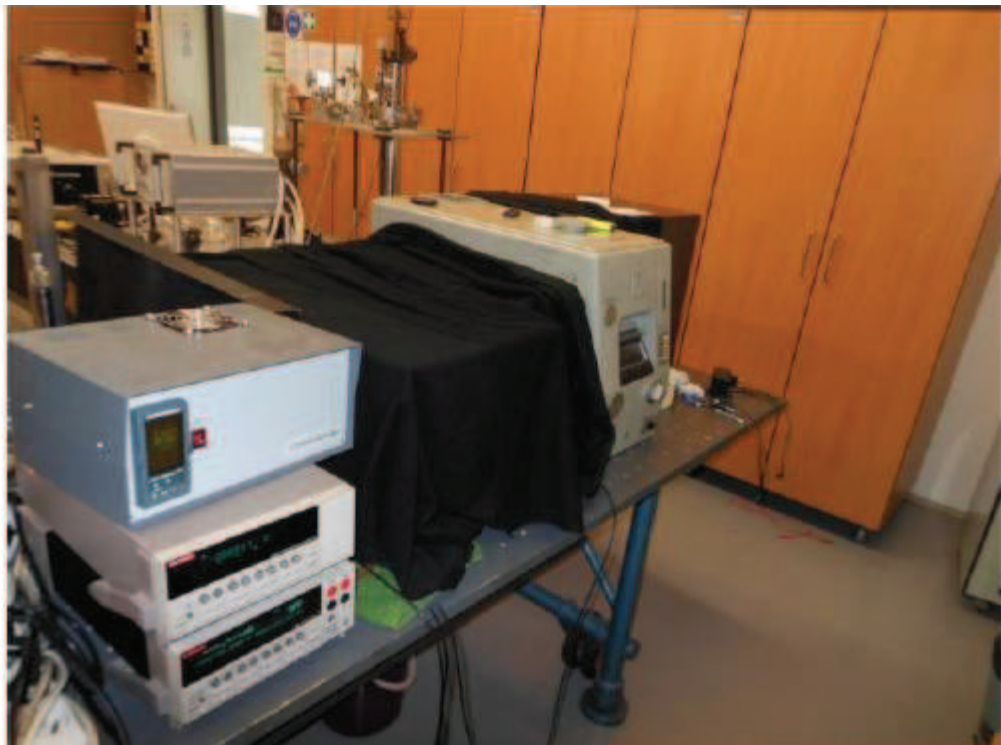


Figura 4.2 – Set-up di misura di fotoconduttanza.

4.2 Misure e risultati

Lo studio delle proprietà elettriche del rivelatore ha riguardato l'analisi dei transistori di corrente variando diversi parametri come temperatura tensione e lunghezza d'onda incidente. Variando la lunghezza d'onda incidente varierà oltre che l'energia del fotone incidente anche l'ampiezza della zona del rivelatore che interagisce con i fotoni, cosicché varieranno anche gli effetti sul meccanismo di trasporto di carica.

L'irraggiamento del catodo produce una grande concentrazione di elettroni solo se si ha l'assorbimento per uno spessore minore di quello del rivelatore. Se la lunghezza d'onda sarà inferiore a circa 830 nm, che corrisponde ad un energia del fotone pari a quella della band gap del CdTe, la radiazione sarà assorbita.

In particolare, con lunghezze d'onde prossime a 700 nm il meccanismo di trasporto sarà dominato interamente da elettroni. Infatti, gli elettroni si allontaneranno dalla zona fotogenerata verso l'anodo; le lacune al contrario risentiranno del forte campo elettrico presente nella zona fotogenerata e ritorneranno rapidamente al catodo non contribuendo al meccanismo di trasporto. Questo fenomeno è possibile poiché il campo elettrico al catodo non si annullerà istantaneamente. A 850 nm l'interazione avverrà in una zona che si estende fino a un punto lontano dal contatto così che entrambi i portatori parteciperanno al meccanismo di trasporto, ottenendo una maggiore corrente fotogenerata rispetto al caso precedente. Lunghezze d'onda superiori a 850 nm non vengono assorbite dal campione, rendendo la corrente prossima a quella ottenuta in condizioni di buio. La figura 4.3 mostra i risultati sperimentali ottenuti con rivelatori di diverso spessore.

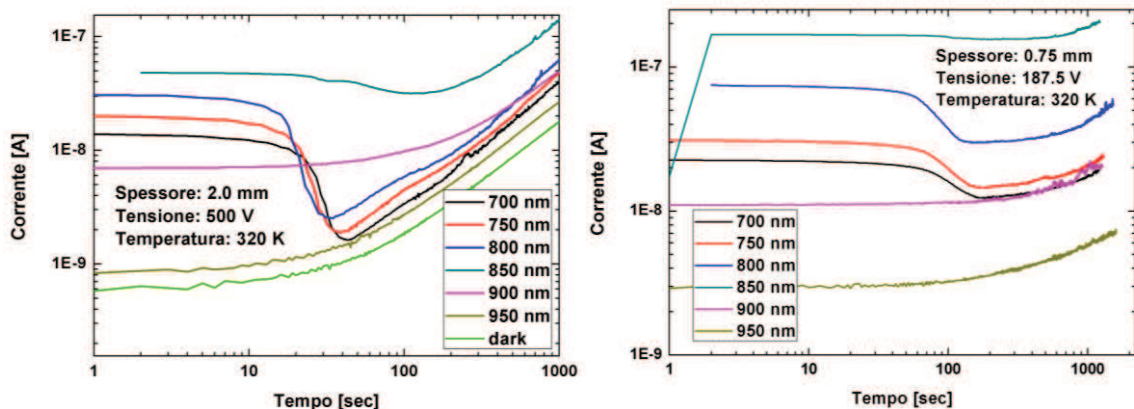


Figura 4.3 – Transistori di corrente sotto irraggiamento dal catodo a varie lunghezze d'onda per rivelatori di diverso spessore.

L'andamento della corrente con irradiazione dal catodo per lunghezze d'onda < 850 nm può essere spiegato considerando sia il coefficiente di assorbimento sia la presenza del contatto ohmico, che causa l'iniezione di elettroni.

Negli istanti precedenti all'alimentazione del dispositivo nel materiale ci sarà una grande quantità di elettroni fotogenerati. Applicata la tensione al dispositivo si nota nella figura 4.4 che la corrente negli istanti iniziali è praticamente costante e non subisce grosse variazioni con la temperatura. Questo comportamento potrebbe essere spiegato considerando che la sorgente produce nel materiale, indipendentemente dalla temperatura, una quantità costante di elettroni fotogenerati.

Negli istanti successivi il campo elettrico è praticamente costante in tutto il materiale, gli elettroni vengono iniettati e allontanati per effetto del campo elettrico con la predominanza della componente di *drift* su quella di diffusione. Per effetto del fenomeno della polarizzazione, si forma lo *space charge* che scherma la tensione applicata, con il conseguente annullamento del campo elettrico al catodo, e la formazione del *dead layer*. La riduzione del campo elettrico al catodo fa dominare la componente di diffusione su quella di *drift*, ciò è evidenziato dalla riduzione del valore corrente fino al raggiungimento di un valore minimo dipendente dalla tensione, dalla temperatura e dalla lunghezza d'onda. Successivamente con la formazione del *dead layer* e per effetto dell'aumento del campo elettrico all'anodo e del *detrapping* delle lacune, la corrente aumenta ed è dominata dalle lacune.

L'effetto di lunghezze d'onda comprese nel range 700 – 800 nm è quello di ritardare la formazione del *dead layer*, infatti è ben visibile dalla figura 4.3 come il valore minimo di corrente tende a manifestarsi prima all'aumentare della lunghezza d'onda.

Le figure 4.4 e 4.5 mostrano rispettivamente l'andamento temporale della corrente a 700 nm al variare della temperatura e della tensione, evidenziando come la riduzione della temperatura e l'aumento della tensione ritardano la formazione del *dead layer* e dunque gli effetti della polarizzazione.

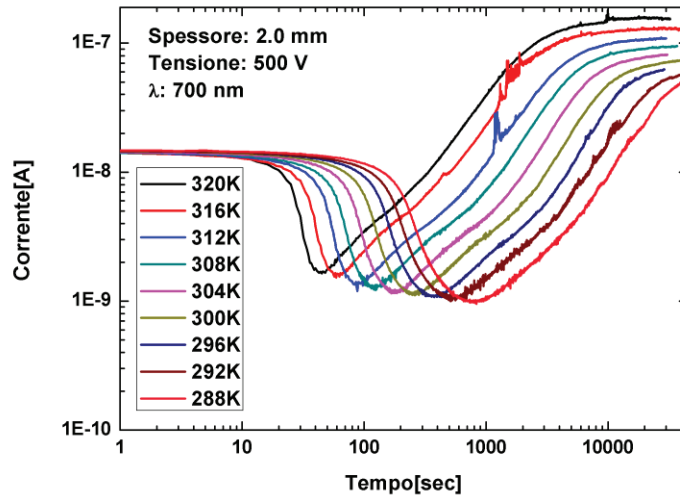


Figura 4.4 – Transitori di corrente a 700 nm per il rivelatore spesso 2.0 mm alimentato a 500 V al variare della temperatura.

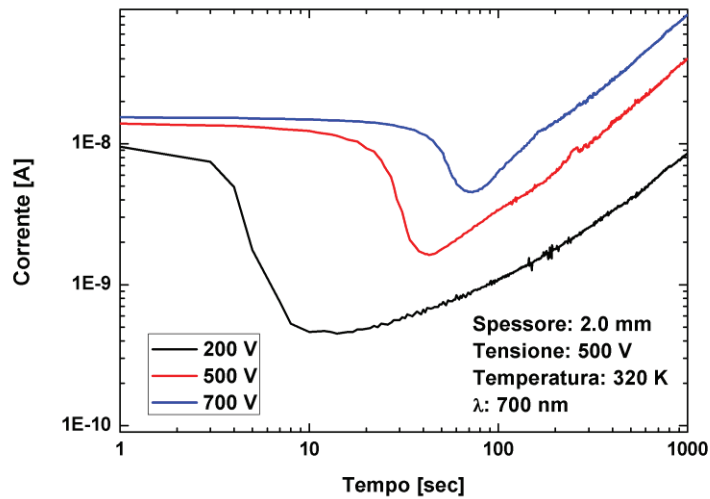


Figura 4.5 – Transitori di corrente a 700 nm per il rivelatore spesso 2.0 mm a 320 K al variare della tensione.

L'analisi preliminare dei transitori di corrente con irraggiamento a 700 nm ha riguardato lo studio della dipendenza dalla temperatura del tempo di polarizzazione t_p come mostrato in figura 4.6. Poiché il tempo t_p è attivato termicamente attraverso il diagramma di Arrhenius è stato possibile estrarre l'energia di attivazione di t_p , mostrata in figura 4.7. Questo tempo come vedremo coincide con l'istante di tempo in cui il campo elettrico si annulla al catodo.

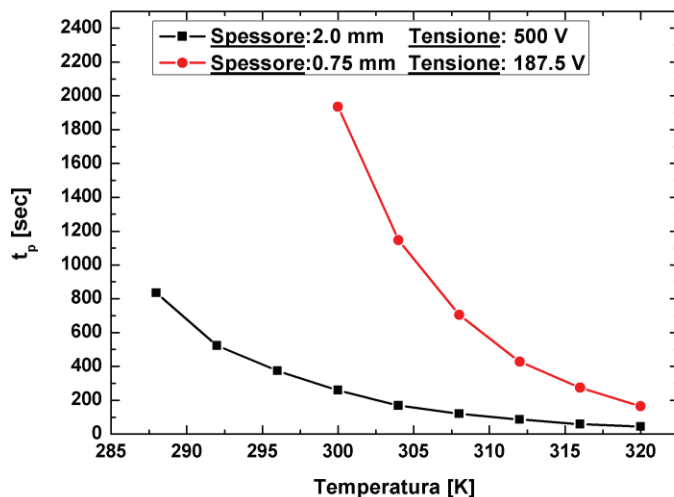


Figura 4.6 – Andamento del tempo di polarizzazione al variare della temperatura e dello spessore.

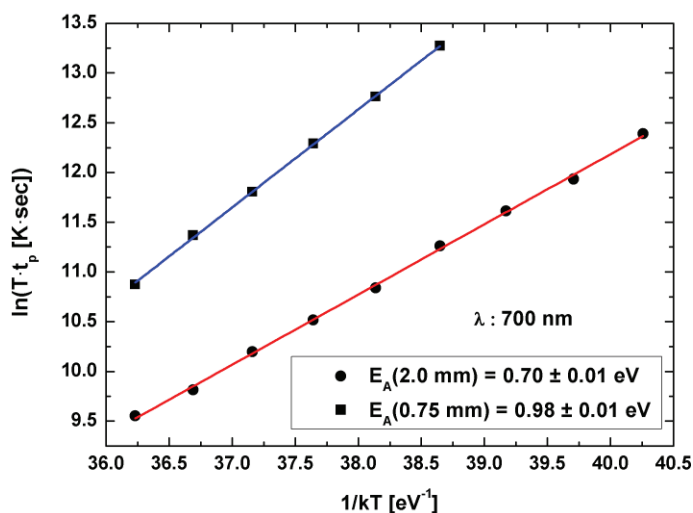


Figura 4.7 – Diagramma di Arrhenius del tempo di polarizzazione di figura 4.6.

Per un'analisi preliminare dei transistori di corrente è stato utilizzato il modello espresso dall'equazione 2.19, ed introdotto per lo studio dei transistori in dark. Il modello molto semplificato come si vede in figura 4.8 (a) si adatta solo in parte all'evoluzione della corrente. In primo luogo, sia per l'assunzione di un unico livello trappola dominante sia per non considerare la distribuzione non omogenea delle cariche [4.2]. L'energia di attivazione della costante di tempo mostrata in figura 4.8 (b) è prossima al valore estratto con lo studio elettrico [4.3]. Il risultato conferma la presenza di un livello energetico riconducibile alle trappole attorno a 0.6 eV.

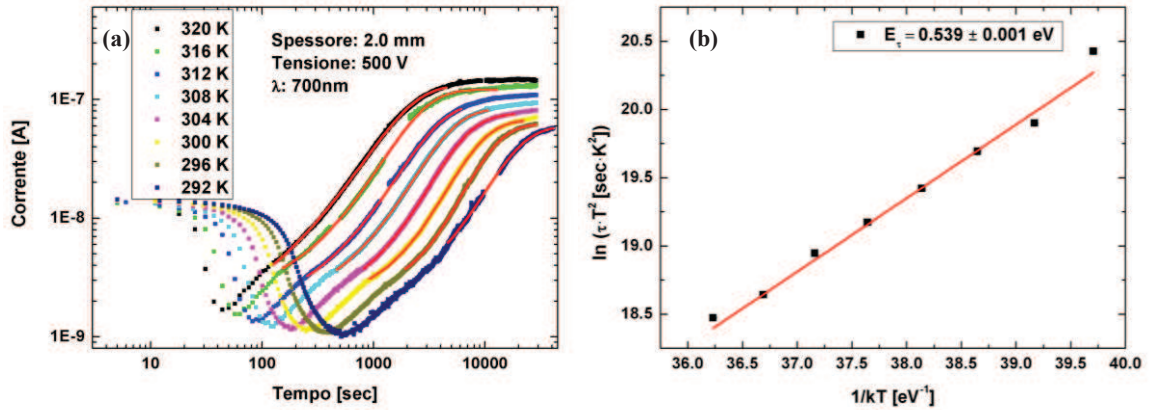


Figura 4.8 – (a) In rosso il fitting non lineare sui transistori di corrente utilizzando il modello a singola costante di tempo introdotto nella caratterizzazione elettrica dall'equazione 2.19. (b) Diagramma di Arrhenius della costante di tempo.

Un'altra analisi preliminare ha riguardato lo studio dell'andamento completo della corrente, utilizzando una funzione matematica che ben si adatta all'andamento della corrente. Il modello utilizzato tiene conto del CAM attraverso la 2.18 ed espresso dall'equazione:

$$I_r(t) = -d_0 \cdot e^{(a_0 \cdot (1 - e^{-(t/\tau_1)}))} + c_0 + d_1 \cdot e^{(a_1 \cdot (1 - e^{-(t/\tau_2)}))} \quad (4.1)$$

La presenza di due esponenziali potrebbe essere legata alla cattura degli elettroni (primo addendo) e all'emissione delle lacune (ultimo addendo). Attualmente il modello è sotto studio.

Verosimilmente dallo studio del campo elettrico proposto più avanti potremmo affermare che le due costanti di tempo sono legate ai fenomeni fisici che causano l'aumento del campo elettrico all'anodo e l'abbassamento al catodo. Il buon adattamento del fitting alla funzione si può notare in figura 4.9 (a).

Le costanti di tempo dei due esponenziali sono attivate termicamente ottenendo ancora una volta un'energia di attivazione prossime a 0.6 eV per entrambe le costanti di tempo, come mostrato in figura 4.9 (b).

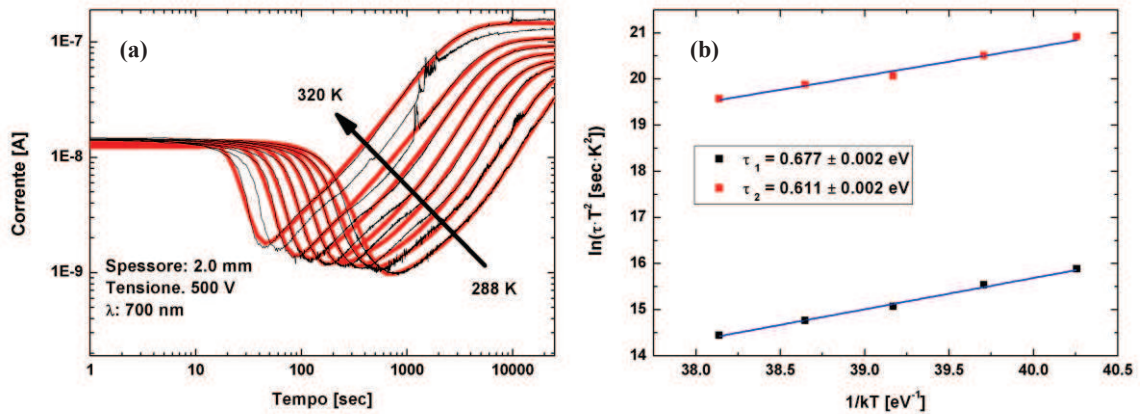


Figura 4.9 – (a) In nero i transistori di corrente di figura 4.4 in rosso il fitting non lineare con l'utilizzo dell'equazione 4.1. (b) Diagramma di Arrhenius delle due costanti di tempo.

Sembra chiaro che l'approssimazione del CAM sull'utilizzo di una costante di tempo pone dei limiti nella modellizzazione e nella comprensione del fenomeno. Inoltre l'utilizzo di due costanti di tempo trova un riscontro con lo studio dell'evoluzione del campo elettrico, chiarendo che esistono diversi livelli energetici che contribuiscono al meccanismo di trasporto e la necessità di creare un nuovo modello.

4.3 Effetto Pockels

In questo capitolo viene affrontato lo studio del profilo del campo elettrico tramite l'effetto Pockels, preceduto da una breve trattazione teorica.

Certi materiali cambiano le loro proprietà ottiche sotto l'azione di un campo elettrico, a causa di forze che distorcono la posizione, l'orientazione o la forma delle molecole che costituiscono il materiale.

Pockels scoprì che alcuni cristalli, sottoposti all'effetto di un campo elettrico, esibivano una variazione degli indici di rifrazione con legge proporzionale all'intensità del campo applicato [4.4]. Questo effetto, definito anche Elettro-Ottico lineare, è in realtà presente solo nei cristalli che non possiedono la simmetria per inversione e più in generale in tutti i materiali non centro simmetrici.

Per un cristallo anisotropo è possibile ricavare gli indici di rifrazione, e la birifrangenza del cristallo può essere definita attraverso l'ellissoide degli indici di rifrazione:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \quad (4.2)$$

Dove n_1 , n_2 e n_3 sono gli indici di rifrazione dei tre assi ottici. Questa equazione permette di individuare l'indice di rifrazione di un mezzo anisotropo dipendentemente dalla direzione di propagazione della luce. La forma dell'ellissoide dipende dalle proprietà del materiale, che solitamente è un cristallo. Nel CdTe la struttura del cristallo è cubica (zinco blenda) quindi i tre indici di rifrazione coincidono. Quando viene applicato il campo elettrico al cristallo, l'ellissoide deformandosi viene definito attraverso [4.4]:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (4.3)$$

Il cambiamento nell'indice di rifrazione $\left(\frac{1}{n^2}\right)_i$ $i \in (1...6)$ per effetto del campo elettrico E (E_x, E_y, E_z) può essere definito da:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (4.4)$$

dove r_{ij} è il coefficiente elettro-ottico del cristallo e E_x, E_y, E_z sono le componenti del campo elettrico nella direzione degli assi del cristallo.

La forma del tensore Elettro-Ottico dipende in massima parte dalle caratteristiche strutturali del cristallo considerato ma risulta, in ogni caso, una matrice piuttosto sparsa e ciò a causa delle simmetrie che, inevitabilmente si creano all'interno di una struttura cristallina.

Se il materiale in questione, come il CdTe, ha una struttura zinco blenda l'equazione degli indici di rifrazione in presenza di un campo elettrico diviene [4.5]:

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n_0^2} + 2r_{41}(E_x yz + E_y xz + E_z yx) = 1 \quad (4.5)$$

Il problema adesso sta nel trovare un nuovo sistema di coordinate nel quale l'equazione dell'ellissoide non contiene i termini misti e sia espresso nella forma:

$$\frac{x'^2}{n_x'^2} + \frac{y'^2}{n_y'^2} + \frac{z'^2}{n_z'^2} = 1 \quad (4.6)$$

Tuttavia è possibile, effettuare una rotazione degli assi, ossia diagonalizzare la matrice e conseguentemente affrontare il problema della propagazione di un'onda nel materiale.

Dalla diagonalizzazione della matrice e sapendo che i rivelatori in esame hanno una struttura (111) le componenti del campo elettrico saranno uguali ($E_x = E_y = E_z = E/\sqrt{3}$), e i nuovi assi saranno ruotati di 45° rispetto al campo elettrico applicato [4.5].

4.4 Profilo del campo elettrico tramite l'effetto Pockels (Set-up sperimentale)

Per poter memorizzare l'evoluzione del campo elettrico con l'obiettivo di estrarre informazione sui centri accettori responsabili del fenomeno della polarizzazione è stato realizzato il set-up per lo studio dell'effetto Pockels, mostrato in figura 4.10. Il set-up sfrutta la tecnica dei polarizzatori incrociati per valutare la propagazione del campo elettrico nel cristallo [4.6 - 4.9].

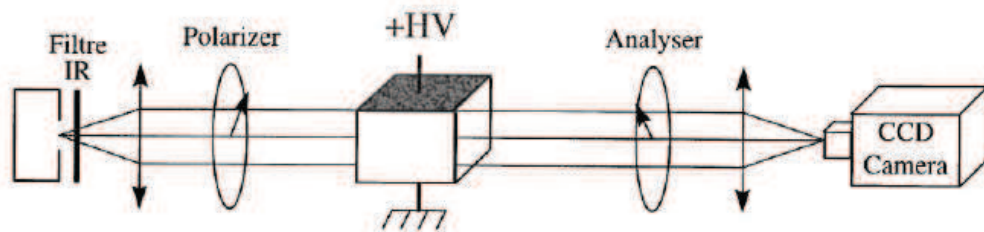


Figura 4.10 – Diagramma a blocchi per acquisire le immagini del campo elettrico attraverso l'effetto Pockels.

Questa tecnica consiste nell'illuminare il cristallo con una luce polarizzata il cui vettore sia orientato a 45° rispetto al campo elettrico applicato. Passando attraverso il materiale il cambiamento di stato della luce polarizzata viene rilevata attraverso un polarizzatore lineare che fa passare solo la componente della luce trasmessa parallela al suo vettore di polarizzazione. Il rivelatore viene posizionato tra i due polarizzatori ed illuminato con una lunghezza d'onda di 980 nm ottenuta filtrando la luce di una lampada al tungsteno a bassa intensità.

Il fascio a 980 nm attraversa un polarizzatore orientato a 45° rispetto alla direzione del campo elettrico applicato, successivamente passa attraverso il rivelatore e poi attraverso un

secondo polarizzatore il cui vettore di polarizzazione è perpendicolare al primo. Infine, grazie all'uso delle lenti il fascio trasmesso viene focalizzato su una camera NIR CCD con sensore InGaAs (XenIcs Xeva).

Come precedentemente introdotto l'esposizione a varie lunghezze d'onda può alterare la raccolta della carica, variando i meccanismi di trasporto poiché possono interagire con livelli energetici diversi. Per questo motivo verrà presentato uno studio sugli effetti dell'illuminazione sulla distribuzione e sull'evoluzione del campo elettrico attraverso l'effetto Pockels. Il set-up utilizzato differisce dal precedente solo per la presenza del monocromatore tunabile (Carl Zeiss Jena, prisma LiF82) che irradia la superficie del contatto, con potenze dell'ordine di μW . Il diagramma a blocchi è mostrato in figura 4.11. Le figure 4.12 mostrano i particolari del set-up sperimentale e dei rivelatori utilizzati.

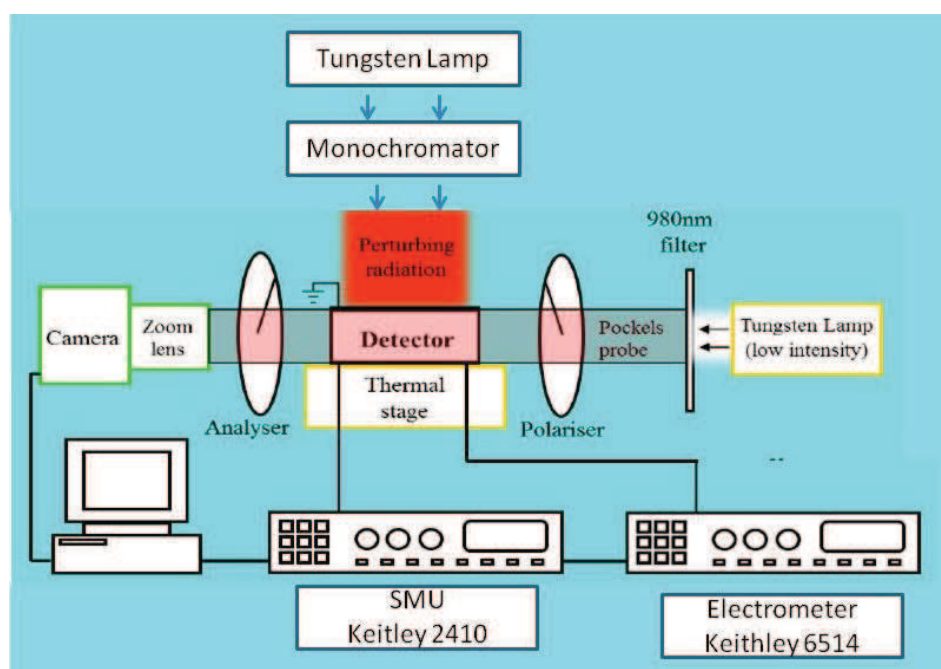


Figura 4.11 – Diagramma a blocchi per acquisire le immagini del campo elettrico attraverso l'effetto Pockels con illuminazione del contatto a varie lunghezze d'onda.

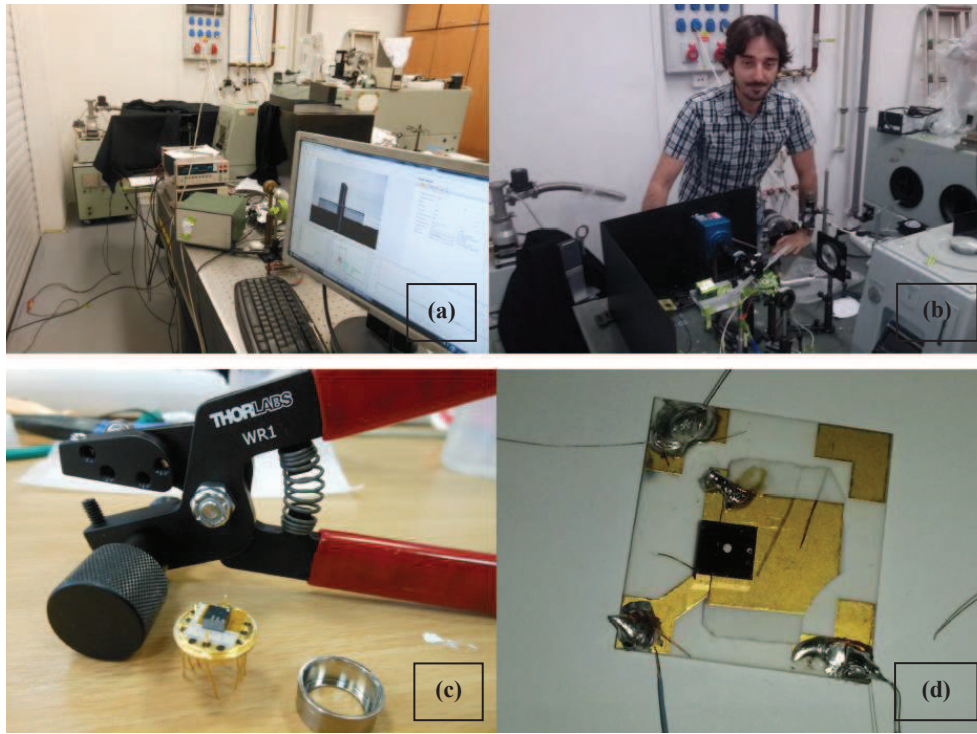


Figura 4.12 – (a), (b) Set-up Sperimentale; (c) rivelatore da 0.75 mm, il contatto visibile è il catodo (d) rivelatore da 2.0 mm, il contatto visibile è l’anodo.

Per cristalli con orientazione (111) l’intensità della luce trasmessa è data da:

$$I(x) = I_0(x) \sin^2[\alpha E(x)], \quad (4.7)$$

$$\alpha = \frac{\pi \sqrt{3} n_0^3 r_{41} d}{2\lambda} \quad (4.8)$$

Dove $I_0(x)$ è la massima intensità della luce trasmessa attraverso il rivelatore non alimentato con i polarizzatori in configurazione parallela, $E(x)$ è l’intensità media del campo elettrico lungo il percorso ottico, n_0 è l’indice di rifrazione in assenza di campo nel CdTe, d è la lunghezza del percorso ottico attraverso il cristallo, e λ è la lunghezza d’onda incidente. Per $\lambda \approx 1 \text{ um}$, $n_0 = 2.8$ e $r_{41} = 5.5 \cdot 10^{12} \text{ mV}^{-1}$ [4.10].

Il rivelatore è stato alimentato con il source meter Keitley 2410. L’informazione sulla corrente è stata estratta attraverso l’*electrometer* Keitley 6514 valutando la caduta di tensione ai capi di una resistenza di valore elevato $\approx 10 \text{ M}\Omega$. Questa scelta permette di garantire una buona accuratezza del dato acquisito anche a basse temperature. La figura 4.13 mostra i collegamenti circuitali.

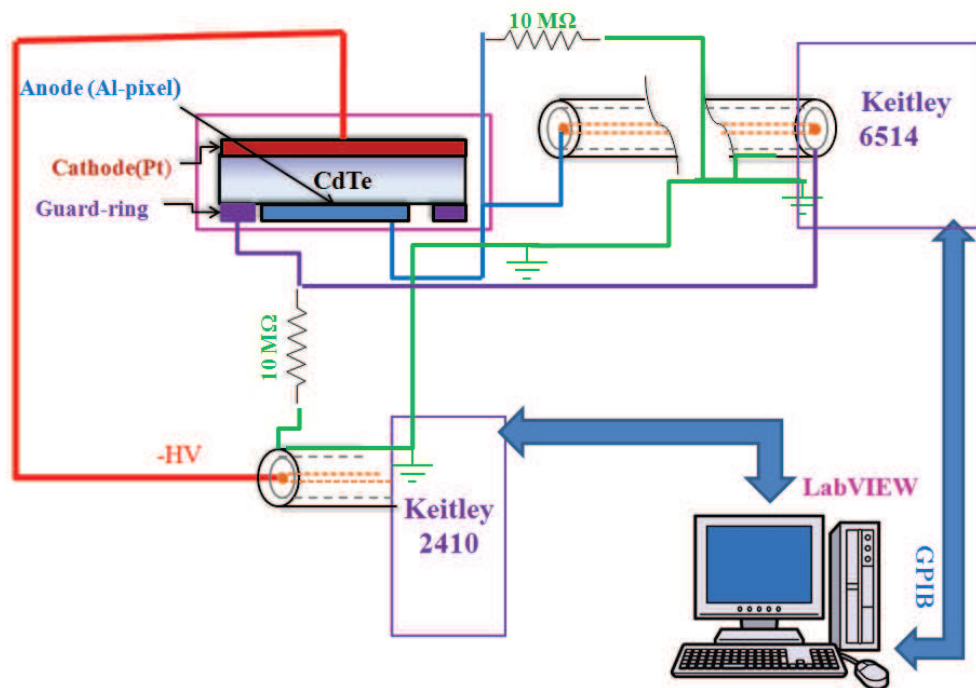


Figura 4.13 – Schema dei collegamenti del rivelatore con gli strumenti di misura.

4.5 Misure e risultati

Il campo elettrico per i due rivelatori sotto studio è stato valutato mediando su una zona in cui il cristallo non presenta delle scheggiature, come per esempio le macchie irregolari e scure poste sui bordi dei cristalli mostrate in figura 4.14.

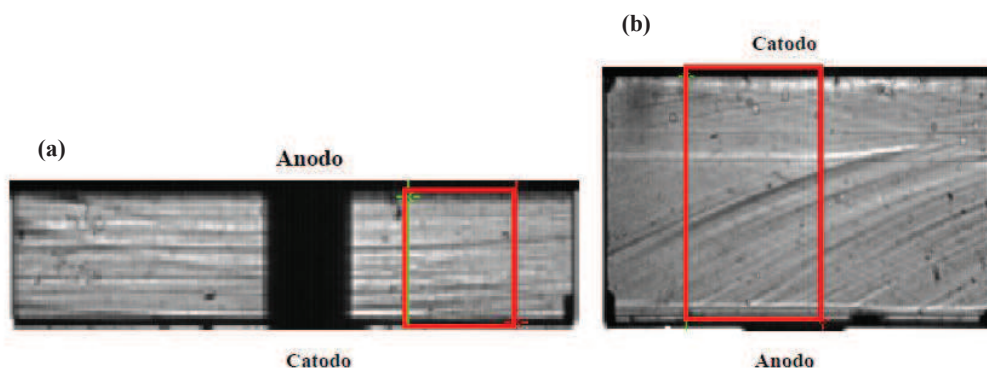


Figura 4.14 – (a) Immagine dell'effetto Pockels della luce trasmessa senza campo elettrico applicato per il rivelatore da 0.75 mm la striatura nera al centro è dovuta al case del rivelatore come si evince in figura 4.12 (c). (b) In questo caso è presentato il rivelatore da 2.0 mm.

La distribuzione del campo elettrico può essere ottenuto attraverso l'analisi della sequenza di immagini acquisite attraverso la seguente relazione del campo elettrico.

$$E(x) = \begin{cases} \alpha^{-1} \left[\arcsin \left(\sqrt{\frac{I(x)}{I_0(x)}} \right) \right] & E(x) \in \left[0, E_{\pi/2} \right] \quad (a) \\ \alpha^{-1} \left[\arcsin \left(-\sqrt{\frac{I(x)}{I_0(x)}} \right) + \pi \right] & E(x) \in \left[E_{\pi/2}, E_{\pi} \right] \quad (b) \\ \alpha^{-1} \left[\arcsin \left(\sqrt{\frac{I(x)}{I_0(x)}} \right) + \pi \right] & E(x) \in \left[E_{\pi}, E_{3\pi/2} \right] \quad (c) \end{cases} \quad (4.9)$$

La figura 4.15 simula l'andamento del campo elettrico attraverso l'utilizzo della 4.9, in condizioni di campo elettrico elevato. Infatti, si nota che il profilo del campo elettrico non aumenta all'anodo ma si vengono una sequenza di massimi e minimi legati proprio alla relazione 4.9.

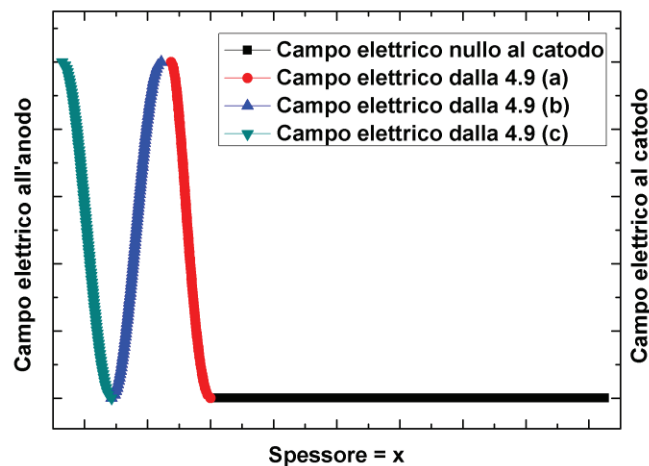


Figura 4.15 – Campo elettrico calcolato con la 4.9. In particolare in rosso con la 4.9 (a); in blu con la 4.9 (b); e in verde con la 4.9 (c).

In realtà i dati che qui verranno presentati sono stati analizzati tenendo conto solo della 4.9 (a).

La figura 4.16 mostra la distribuzione del campo elettrico, misurate a 308 K, relative al campione di rivelatore spesso 0.75 mm in una finestra temporale di 10 ore. Dalla figura è evidente che subito dopo l'alimentazione del rivelatore, il campo tende ad aumentare all'anodo e a decrescere al catodo. Notiamo che a 308 K il campo elettrico si annulla al catodo dopo circa 10 minuti. Inoltre che il campo elettrico rimane confinato sotto l'anodo, questo corrisponde alla presenza di uno *space charge* negativo dovuto alla ionizzazione dei

centri accettori profondi. A causa dello spostamento del campo elettrico notiamo la riduzione della zona attiva del rivelatore.

La figura 4.17 mostra l'evoluzione temporale dell'intensità ottica trasmessa in quattro istanti di tempo, correlate all'evoluzione del campo elettrico di figura 4.16.

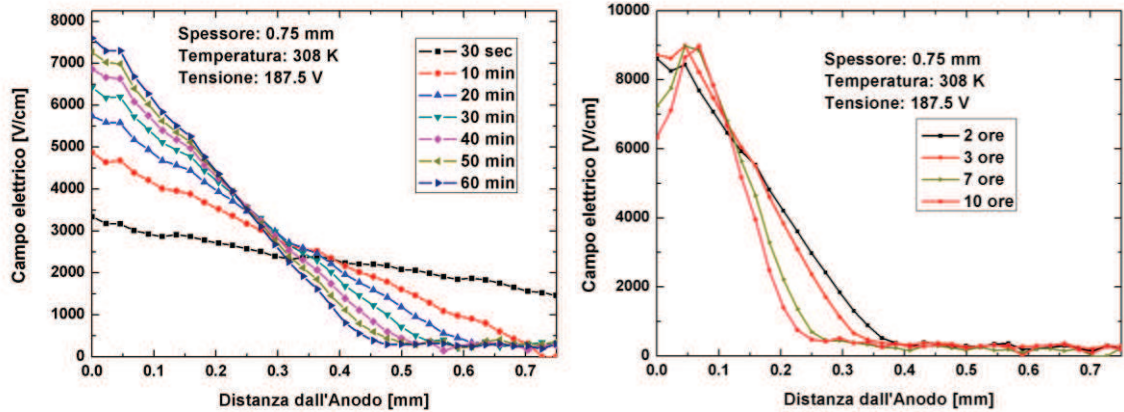


Figura 4.16 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 0.75 mm.

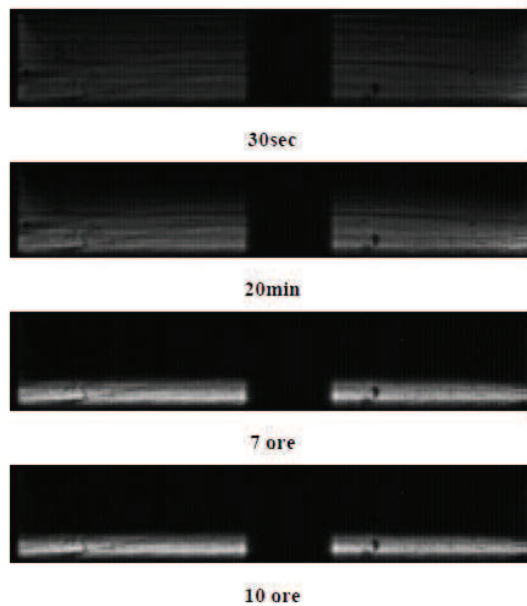


Figura 4.17 – Evoluzione temporale delle immagini Pockels del rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e a 308 K.

In figura 4.16 e 4.18 si nota che in condizione di elevata polarizzazione il campo elettrico in prossimità dell'anodo tende a decrescere dopo aver raggiunto il suo valore massimo che al punto di vista teorico è $\pi/2\alpha$ [4.9, 4.11]. In queste condizioni inoltre il massimo del campo elettrico tende a spostarsi verso il catodo.

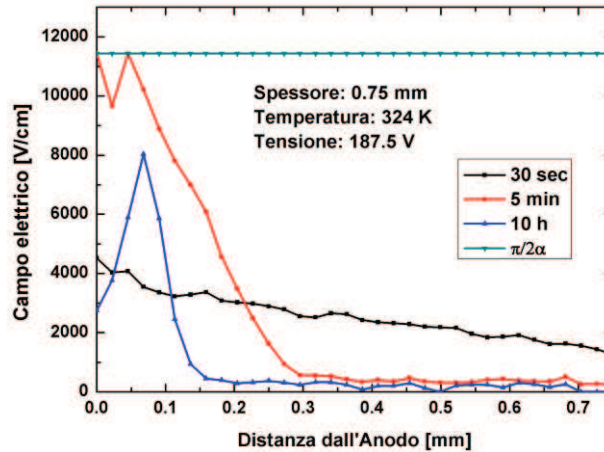


Figura 4.18 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 0.75 mm in condizioni di forte polarizzazione.

Questo effetto è soltanto apparente e il comportamento osservato può essere interpretato prendendo in considerazione la relazione sinusoidale che lega tra l'intensità ottica trasmessa I e alti valori di campo elettrico E , com'è chiaramente visibile nella figura 4.15. Poiché il campo elettrico aumenta in prossimità dell'anodo, quando il campo elettrico raggiunge il massimo, appariranno una sequenza di massimi e minimi nel campo elettrico apparente. Sulla base di questa interpretazione è necessaria una procedura di ricostruzione grazie alla quale in questa porzione del rivelatore il campo elettrico viene valutata tenendo conto di tutta l'equazione 4.9 e del fatto che il campo elettrico deve aumentare all'anodo. L'utilizzo della procedura di ricostruzione richiede una normalizzazione poiché quando il campo elettrico raggiunge il valore massimo il rapporto I/I_0 all'anodo dovrebbe essere unitario in realtà spesso non avviene probabilmente anche a causa di perdite nel materiale, come mostrato in figura 4.19.

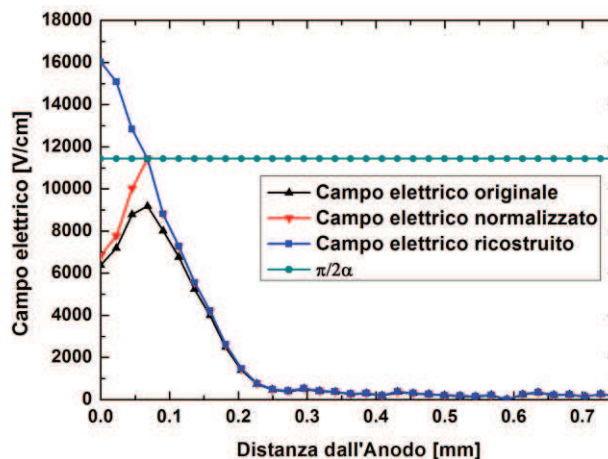


Figura 4.19 – Procedura di ricostruzione del campo elettrico ottenuto dopo 10 ore e mostrato in figura 4.18.

Tuttavia questa procedura di ricostruzione utile per ricostruire qualitativamente il corretto campo elettrico all'anodo introduce un'incertezza legata all'effettivo valore del campo elettrico interno al materiale. La ricostruzione del campo elettrico risulta necessaria nel caso del rivelatore spesso 2.0 mm. Infatti, in figura 4.14 (b) sono visibili numerose striature in prossimità dell'anodo che rendono difficile la determinazione del campo elettrico sul contatto. Inoltre il rivelatore spesso 2.0 mm mostra uno strano fenomeno in condizioni di polarizzazione elevata. Infatti, come si può notare in figura 4.20 dopo che il campo elettrico si annulla al catodo tende nuovamente ad aumentare, questo fenomeno si manifesta in condizioni di polarizzazione elevata al variare della temperatura. Questo effetto è chiaramente visibile dalla figura 4.21 che mostra l'evoluzione dell'intensità ottica trasmessa, e probabilmente è sempre dovuto all'effetto descritto in precedenza, studi sono attualmente in corso per comprenderne il fenomeno.

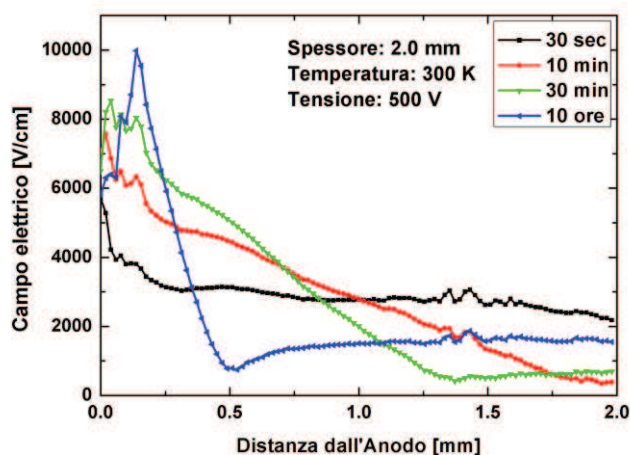


Figura 4.20 – Profilo del campo del campo elettrico a differenti tempi per il rivelatore spesso 2.0 mm alimentato a 500 V e alla temperatura di 300 K.

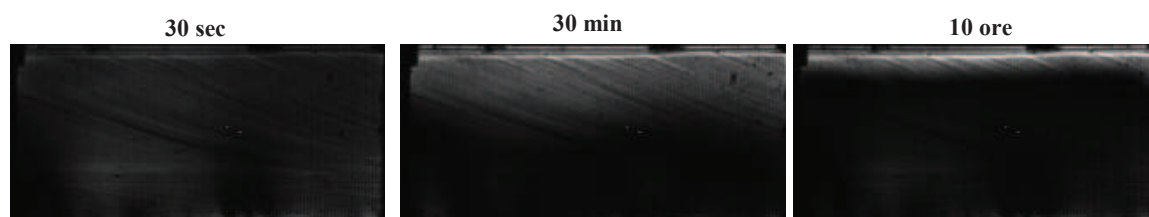


Figura 4.21 – Evoluzione temporale delle immagini Pockels per il rivelatore spesso 2.0 mm.

La procedura di ricostruzione non è stata implementata per l'analisi dei dati e i risultati che qui sono presentati non ne tengono conto. Infatti è stato analizzato un punto prossimo all'anodo, per esempio nel caso del rivelatore da 0.75 mm quello posto a 0.06 mm dall'anodo.

Dal profilo del campo elettrico è possibile estrarre varie informazioni come la variazione temporale del campo elettrico all'anodo/catodo e la variazione temporale dello *space charge*. Lo *space charge* all'anodo gioca un ruolo fondamentale nello schermare il campo elettrico, e il suo effetto aumenta con il tempo poiché aumenta la carica totale. La dipendenza temporale dello *space charge* può essere estratto dall'equazione di Poisson:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{q}{\varepsilon} \left[N_{Ax=0,t=0}^- + \Delta N_{Ax=0}^- (1 - e^{-t/\tau}) \right] \quad (4.10)$$

dove τ è il tempo di *detrapping* delle lacune, $N_{Ax=0,t=0}^-$ e $\Delta N_{Ax=0}^-$ sono rispettivamente la concentrazione iniziale e incrementale dei centri accettori ionizzati all'anodo. La figura 4.22 mostra la procedura di best fit modificando il modello ed introducendo una seconda costante di tempo, si vede come la funzione si adatti con i dati sperimentali.

Se le costanti di tempo sono termicamente attivate è possibile tracciare un diagramma di Arrhenius, che ne permette di estrarre l'energia di attivazione.

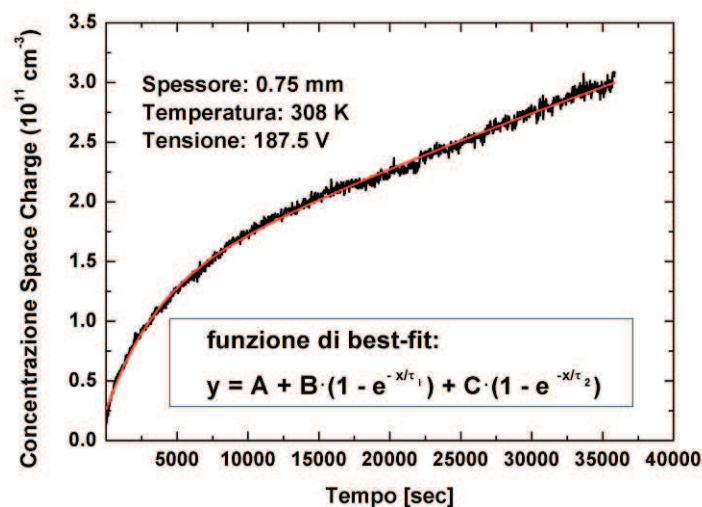


Figura 4.22 – In nero l'evoluzione temporale dello *space charge* calcolato all'anodo, in rosso la funzione di best-fit.

L'analisi ha riguardato lo studio dell'evoluzione temporale del profilo del campo elettrico all'anodo e al catodo ed il relativo confronto con l'andamento della corrente di leakage, come mostrato in figura 4.23 per il rivelatore spesso 0.75 mm a 308 K. Viene evidenziata inoltre la correlazione tra campo elettrico e corrente infatti si nota che appena il campo elettrico si annulla al catodo la corrente inizia a crescere rapidamente proprio per effetto del *detrapping* delle lacune dai centri accettori profondi.

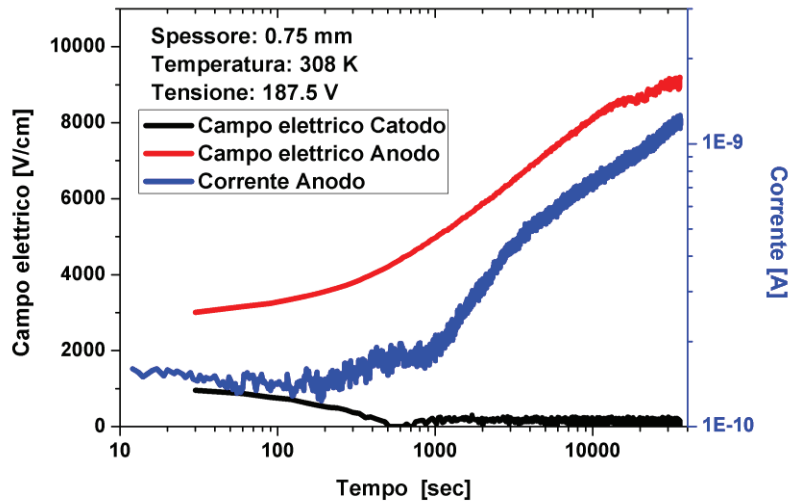


Figura 4.23 – Evoluzione temporale del campo elettrico ai contatti e della corrente misurata per il rivelatore spesso 0.75 mm alla temperatura di 308 K.

In figura 4.24 sono mostrati gli andamenti del campo elettrico in prossimità dell’anodo per i due rivelatori, la diminuzione del campo elettrico all’anodo è solo apparente ed è legato alla relazione sinusoidale tra l’intensità ottica trasmessa I e il campo elettrico E . Infatti, l’analisi è stata fatta tenendo conto solo dell’equazione 4.9 (a).

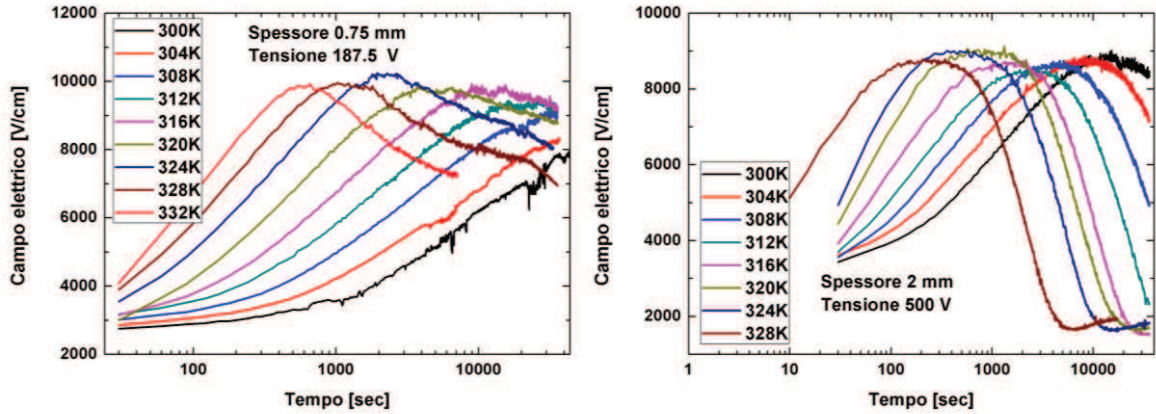


Figura 4.24 – Evoluzione temporale del campo elettrico all’anodo al variare della temperatura e dello spessore.

La procedura di best fit esponenziale sull’evoluzione del campo elettrico all’anodo (figura 4.25) fornisce la dipendenza delle costanti di tempo dalla temperatura. Le costanti di tempo, legate al tempo di *detrapping*, sono termicamente attivate ed è possibile ottenere l’energia di attivazione delle trappole responsabili del fenomeno della polarizzazione.

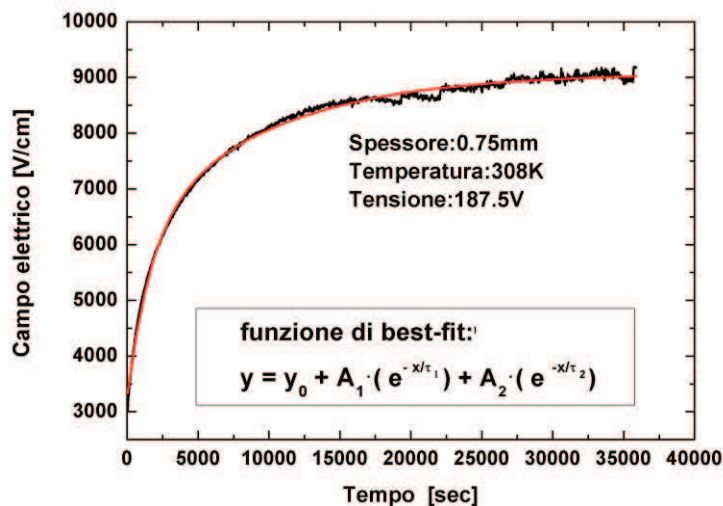


Figura 4.25 – In nero l’evoluzione temporale del campo elettrico all’anodo per il rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e 308 K. In rosso la funzione di best fit utilizzata per estrarre le costanti di tempo del processo.

4.5.1 Effetto Pockels sotto irraggiamento nel range 700 nm – 900 nm

Di seguito, sono presentati i risultati ottenuti irradiando con lunghezze d’onda nel range 700 – 900 nm la superficie del catodo per il rivelatore da 0.75 mm. In accordo con le misure di fotoconduttività ci si aspetta delle perturbazioni nel campo elettrico. Si avrà una correlazione tra il tipo di contatto irradiato e la distribuzione del campo elettrico al variare della lunghezza d’onda incidente [4.12]. La potenza del fascio incidente sul contatto è stato misurato con un fotodiodo calibrato (Ophir Vega). Il valore misurato dal fotodiodo dipende dalla lunghezza d’onda e questa volta varia tra 5 a 8 uW. Lo studio è stato svolto al variare della temperatura nel range 300 – 328 K in una finestra temporale di 1000 sec.

In letteratura studi sono condotti per studiare il cambiamento nel campo elettrico sia con lunghezze d’onda nel vicino infrarosso che con l’utilizzo di raggi X [4.13 - 4.15].

In figura 4.26 vengono confrontati la distribuzione del campo elettrico ed il transitorio di corrente del rivelatore spesso 0.75 mm, irradiando la superficie del catodo con varie lunghezze d’onda, alle due temperature limite usate, 300 K e 328 K.

Poiché l’irradiazione del catodo comporta un’iniezione di elettroni fotogenerati, che se vengono intrappolati contribuiscono all’aumento dello spazio di carica negativo, e di conseguenza aumenta la pendenza del campo elettrico. Tuttavia, gli elettroni non sono influenzati fortemente dal *trapping*, e il campo nullo che si osserva al catodo può essere invece attribuito alla elevata concentrazione di elettroni liberi fotogenerati e alla natura

ohmica dell'elettrodo irradiato. Infatti, la grande concentrazione di elettroni vicini al catodo forza il campo elettrico ad annullarsi in prossimità del catodo [4.10].

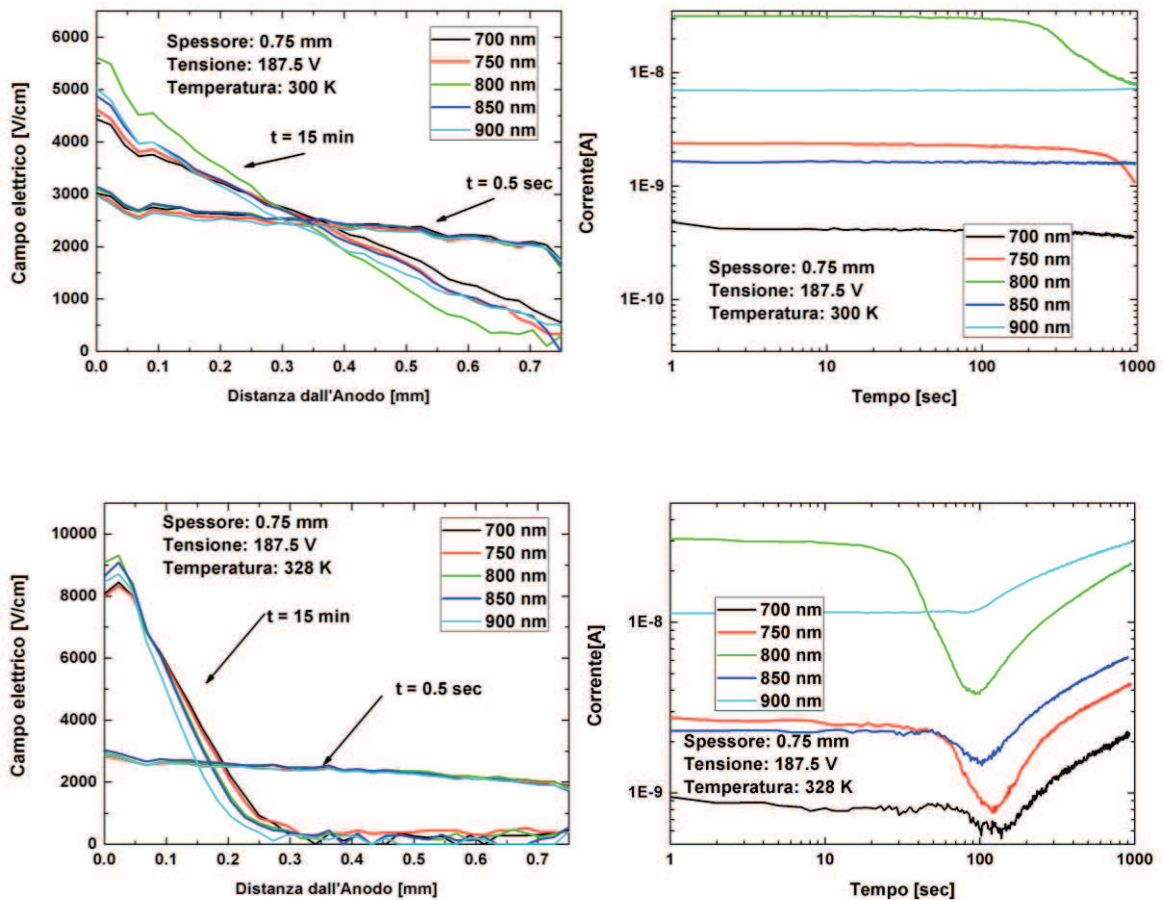


Figura 4.26 – Distribuzione del campo elettrico all'istante iniziale e dopo 15 minuti e transitori di corrente al variare della lunghezza d'onda incidente e alle temperature di 300 e 328 K.

L'effetto della perturbazione sul transitorio di corrente è evidente alle varie lunghezze d'onda e alle varie temperature utilizzate. Si nota che l'andamento della corrente a 850 nm e 900 nm non è coerente con i risultati ottenuti con lo studio della fotoconduttanza, nel senso che per esempio il valore di corrente a 900 nm è più elevato rispetto a quello ottenuto a 700 nm. Questo comportamento potrebbe essere legato sia a differenze nella potenza ottica utilizzata al variare della lunghezza d'onda sia a differenze nella potenza ottica se confrontate con le misure di fotoconduttanza (5 – 8 uW contro 0.1 – 0.14 mW). Infatti a 900 nm il valore di corrente dovrebbe essere minore rispetto a quello ottenuto con 700 nm. Poiché lunghezze d'onda superiori a 900 nm tendono ad avere un assorbimento uniforme nel materiale e dunque indipendenti dal contatto irradiato, ottenendo un campo elettrico ed una corrente prossime a quelle ottenute in condizioni di buio.

Nel profilo del campo elettrico a 300 K l'effetto della perturbazione è evidente a 800 nm, notiamo che il campo elettrico si annulla prima al catodo e questo sembra correlato con il

valore minimo raggiunto dalla corrente. Questo effetto è probabilmente dovuto alla grande concentrazione di elettroni che tende ad estendersi all'interno del rivelatore. A 700 nm si nota una minore pendenza del campo elettrico ed un valore di corrente minore rispetto alle altre lunghezze d'onda.

Alla temperatura di 328 K non si notano grandi differenze nei profili del campo elettrico, e questo può essere giustificato affermando che l'effetto della perturbazione della carica fotogenerata tende ad essere trascurabile rispetto ai portatori emessi termicamente dai centri accettori profondi.

In figura 4.27 vengono riportati l'andamento temporale del campo elettrico all'anodo e al catodo e della corrente al variare della temperatura e della lunghezza d'onda. Il valore minimo raggiunto dalla corrente (t_p) è strettamente correlato all'annullamento del campo elettrico al catodo, ed è termicamente attivato. Interessante come 800 nm influenza molto il comportamento del rivelatore anche in termini di corrente infatti si nota che la corrente raggiunge il valor minimo con una grande variazione in corrente rispetto alla corrente nei primi istanti. Inoltre a questa lunghezza d'onda il valore di corrente corrispondente a t_p decresce al decrescere della temperatura contrariamente a quanto avviene alle altre lunghezze d'onda. I grandi valori di corrente potrebbero spiegare anche la maggiore perturbazione del campo elettrico a questa lunghezza d'onda.

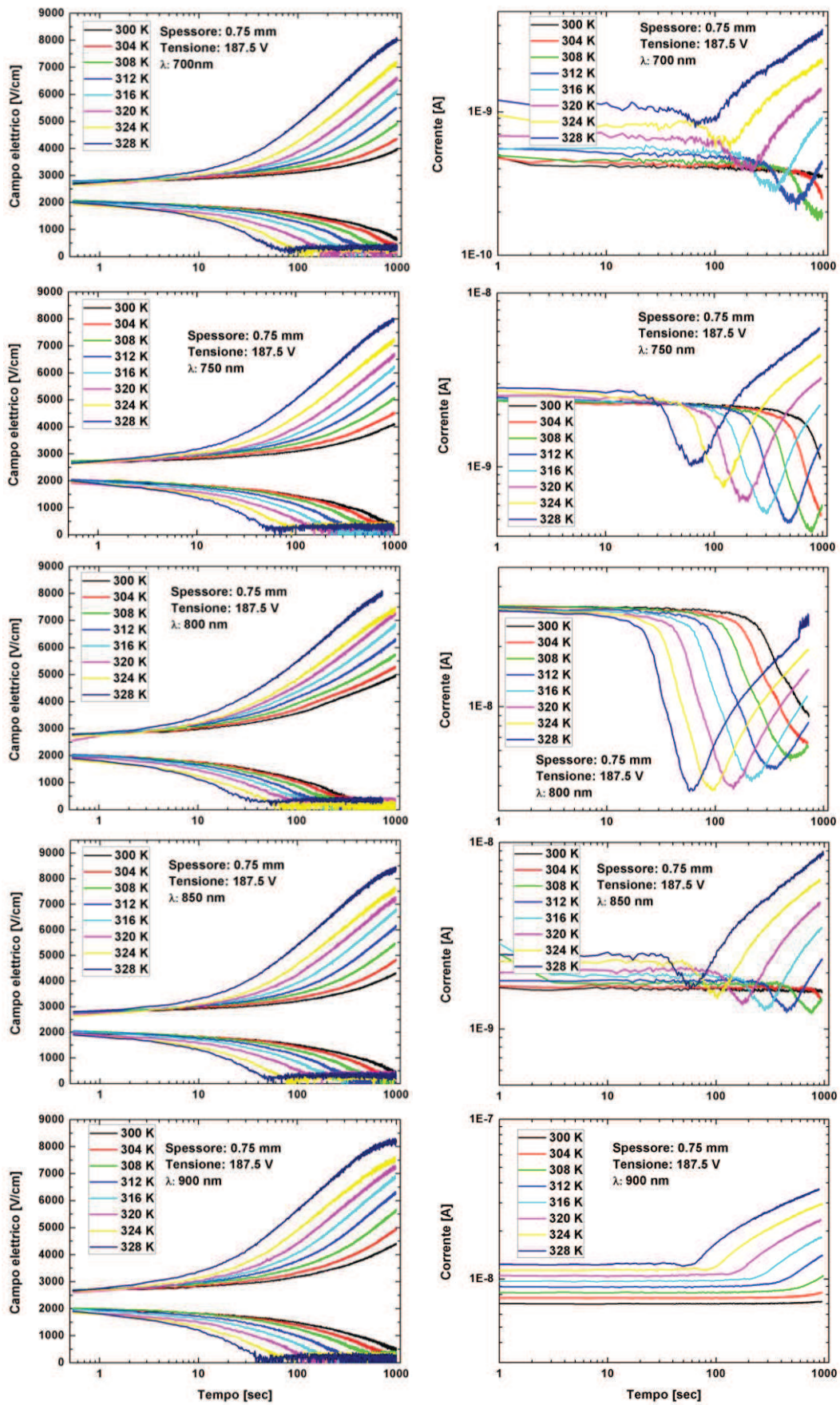


Figura 4.27 – Evoluzione temporale del campo elettrico ai contatti e della corrente al variare della temperatura e della lunghezza d'onda incidente sul catodo.

L'effetto della temperatura correlata con la perturbazione della carica fotogenerata è maggiormente evidente se analizziamo l'istante di tempo in cui la corrente raggiunge il valore minimo (t_p). Poiché t_p è termicamente attivato può essere descritto da un diagramma di Arrhenius, mostrato in figura 4.28. Tramite un'operazione di fitting lineare vengono determinate le energie di attivazione E_{tp} comprese tra 1.1 e 0.9 eV al variare della lunghezza d'onda incidente.

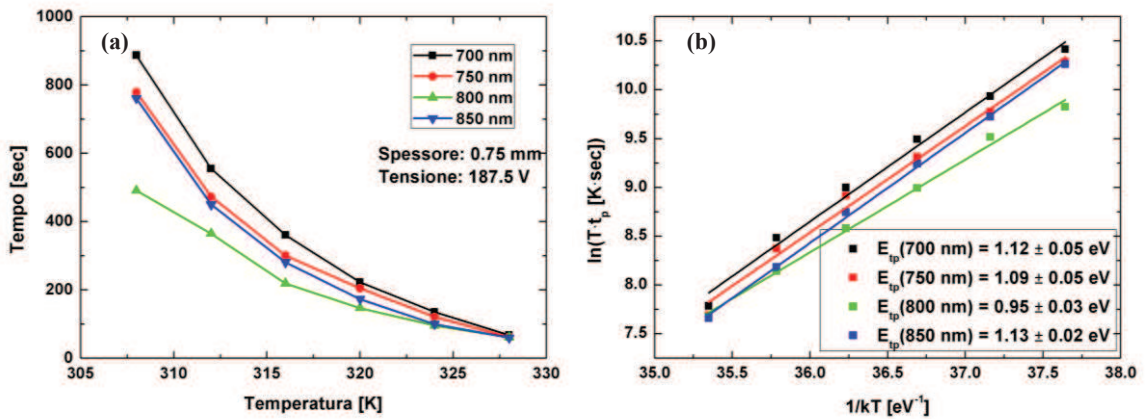


Figura 4.28 – (a) Andamento di t_p al variare della temperatura e della lunghezza d'onda incidente. (b) Diagramma di Arrhenius di t_p .

L'andamento del campo elettrico all'anodo aumenta con il tempo e può essere approssimato da un andamento esponenziale come è stato già introdotto precedentemente. Visto che in questo caso la dinamica del campo elettrico non è completa utilizziamo un fit esponenziale a singola costante di tempo sulla parte finale dell'evoluzione temporale, come mostrato in figura 4.29 (a). La costante di tempo è descritta da un diagramma di Arrhenius da cui viene estratta un'energia di attivazione compresa tra 0.5 eV e 0.6 eV, come si mostra in figura 4.29 (b).

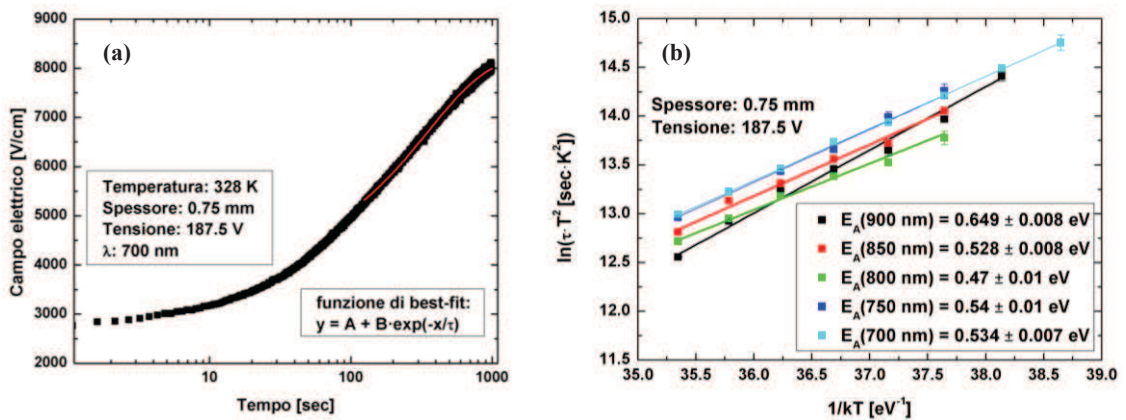


Figura 4.29 – (a) In nero l'evoluzione temporale del campo elettrico all'anodo per il rivelatore da 0.75 mm a 187.5 V e 328 K. In rosso la funzione di best fit utilizzata per estrarre la costante di tempo del processo. (b) Diagramma di Arrhenius della costante di tempo estratta al variare della lunghezza d'onda incidente.

4.6 Conclusioni

La caratterizzazione elettro-ottica di campioni di rivelatore di diverso spessore ha dimostrato che i livelli profondi e i contatti specialmente sotto eccitazione ottica influenzano le proprietà elettriche del materiale.

Le misure di fotoconduttanza hanno evidenziato che l'irraggiamento del contatto ohmico con lunghezze d'onda nel vicino infrarosso permette di ritardare i fenomeni di polarizzazione, cambiando l'occupazione dei centri accettori profondi. Questa informazione risulta molto utile per il normale funzionamento da rivelatore anche in condizione di alto flusso [4.1, 4.16]. Lo studio dei transistori di corrente ha inoltre evidenziato la necessità di definire un nuovo modello più complesso rispetto al CAM che tenga conto di vari livelli energetici responsabili del fenomeno della polarizzazione.

L'effetto Pockels ha permesso di monitorare la distribuzione spaziale del campo elettrico interno al rivelatore in funzione della temperatura, dello spessore e della lunghezza d'onda incidente sui contatti. Inoltre, ha permesso di correlare la deformazione del campo elettrico alla ionizzazione dei centri accettori profondi. È stato verificato l'incremento del campo elettrico all'anodo e la riduzione al catodo dovuto alla formazione di uno spazio di carica sotto il contatto ohmico che scherma la tensione applicata. Inoltre, è stato verificato l'effetto dell'intensità della luce trasmessa sul campo elettrico che in condizioni di elevata polarizzazione causa la deformazione del campo elettrico una volta raggiunto il valore massimo di campo elettrico. L'analisi della distribuzione temporale del campo elettrico e della distribuzione dei centri accettori profondi ha evidenziato la necessità di utilizzare la procedura di correzione sul campo elettrico che tenga conto della relazione sinusoidale tra l'intensità ottica trasmessa ed il campo elettrico, per poter estrarre l'energia di attivazione dei centri accettori profondi. La correlazione con le misure di corrente ha inoltre verificato che l'aumento della corrente è legato all'annullamento del campo elettrico al catodo. Durante questa fase la corrente è legata al *detrapping* delle lacune dai centri accettori profondi. Sono stati introdotti gli effetti della perturbazione ottica irradiando il catodo attraverso diverse lunghezze d'onda nel range 700 – 900 nm. Le differenze nel campo elettrico sono evidenti con l'utilizzo lunghezze d'onde minori di 800 nm. L'irraggiamento dal lato del contatto ohmico con il rivelatore spesso 0.75 mm ha mostrato differenze evidenti in termini di corrente al variare della lunghezza d'onda incidente. Tuttavia, il campo elettrico non mostra evidenti modifiche ad elevate temperature. Infatti, ad alte temperature l'effetto della perturbazione ottica diventa trascurabile, e domina la carica emessa termicamente dai centri accettori profondi.

Bibliografia

- [4.1] **J. Franc, V. Dědič et al.** – “*Flux-dependent electric field changes in semi-insulating CdZnTe*” – Journal of Physics D: Applied Physics, volume 46 (2013).
- [4.2] **R. Grill, E. Belas et al.** – “*Polarization Study of Defect Structure of CdTe Radiation Detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 58, no.6, (2011).
- [4.3] **F. Principato, G. Gerardi, A. A. Turturici e L. Abbene** – “*Time-dependent current-voltage characteristics of Al/p-CdTe/Pt x-ray detectors*” – Journal of Applied Physics, Volume 112, Issue 9 (2012).
- [4.4] **B. E. A. Saleh, M. C. Teich** – “*Fundamentals of Photonics*” – Wiley Series in Pure and Applied Optics (1991).
- [4.5] **S. Namba** – “*Electro-Optical Effect of Zincblende*” – J. Opt. Soc. Am. 51, (1961).
- [4.6] **P. De Antonis, E. J. Morton, and F. J. W. Podd** – “*Infra-red microscopy of Cd(Zn)Te radiation detectors revealing internal electric field structure under bias*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on Nuclear Science., vol. 43, no. 3, (1996).
- [4.7] **H. W. Yao, R. J. Anderson et al.** – “*Optical studies of the internal electric field distribution of CdZnTe detectors under bias conditions*” – Materials Research Society Symposium Proceedings, volume 487 (1998).
- [4.8] **A. Zumbiehl, M. Hage-Ali et al.** – “*Electric field distribution in CdTe and Cd Zn Te nuclear detectors*” – Journal of Crystal Growth, volume 197, Issue 3 (1999).
- [4.9] **A. Cola, I. Farella et al.** – “*Electric Field Properties of CdTe Nuclear Detector*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, volume 6, (2006).
- [4.10] **R. B. Bylsma, P. R. Bridenbaugh et al.** – “*Photorefractive properties of doped cadmium telluride*” – Applied Physics Letters, volume 51, no. 2, (1987).
- [4.11] **A. Cola, I. Farella et al.** – “*Electric field distribution and charge transport properties in diode-like CdTe X-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 568, Issue 1 (2006).

- [4.12] **A. Cola, I. Farella** – “*Electric Field and Current Transport Mechanisms in Schottky CdTe X-ray Detectors under Perturbing Optical Radiation*” – Sensors (2013).
- [4.13] **A. Cavallini, D. Cavalcoli et al.** – “*Photocurrent and Surface Photovoltage Spectroscopy Investigations of CdTe-based Compounds*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 6 (2006).
- [4.14] **P. J. Sellin, G. Prekas et al.** – “*Electric field distributions in CdZnTe due to reduced temperature and x-ray irradiation*” – Applied Physics Letters , volume 96 (2010).
- [4.15] **V. Dědič, J. Franc et al.** – “*Study on electric field in Au/CdZnTe/In detectors under high fluxes of X-ray and laser irradiation*” – Journal of Instrumentation, volume (2012).
- [4.16] **G. Sato, T. Fukuyama et al.** – “*Study of polarization phenomena in Schottky CdTe diodes using infrared light illumination*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 652, Issue 1 (2011).

CAPITOLO 5

Rivelatori CdTe a Pixel

Il CdTe è caratterizzato dal *trapping* delle lacune che determina mediocri proprietà di trasporto ma, anche, la continua degradazione dello spettro di energia. A tal proposito gli studi sono stati condotti con l'utilizzo di tecniche più o meno complesse per superare questi limiti.

Diversi gruppi di ricerca, infatti, hanno realizzato particolari geometrie degli elettrodi grazie alle quali il segnale dovuto al contributo delle lacune risulta relativamente piccolo, minimizzando gli effetti dell'*hole trapping* negli spettri misurati. Questa tecnica si focalizza sulla geometria del rivelatore piuttosto che su eventuali correzioni esterne del segnale, realizzando l'anodo di dimensioni molto ridotte, in strip o in pixel, rispetto al catodo (*small pixel effect*) [5.1, 5.2]. Grazie a questa particolare geometria, i rivelatori saranno sensibili ad un solo portatore di carica (elettrone). Infatti, nel rivelatore si genera un campo elettrico non uniforme che cresce all'anodo, cosicché gli elettroni riescono a dare un contributo significativo al segnale.

L'argomento principale del lavoro presentato in questo capitolo riguarda lo studio delle proprietà elettriche di un prototipo di rivelatore con una struttura a pixel sull'anodo (16 pixel, $0.6 \times 0.6 \text{ mm}^2$).

Questo capitolo riporta uno studio completo sulla caratterizzazione elettrica dei 16 pixel, è stato studiato, anche, il fenomeno della polarizzazione attraverso lo studio dei transistori di corrente.

5.1 Il rivelatore e il set-up di misura

Il rivelatore è basato su cristallo di CdTe ($4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$) di tipo p, prodotto dalla Acrorad (Japan), e realizzato da un anodo pixellato e da un catodo planare. L'anodo consiste in una matrice quadrata di 16 pixel (4×4 ; $0.6 \times 0.6 \text{ mm}^2$; 0.4 mm pitch), come per i planari i pixel sono stati realizzati tramite deposizione di Au/Ti/Al, dunque, con comportamento raddrizzante. Il catodo è un elettrodo planare realizzato in Pt con caratteristiche quasi ohmiche. I campioni studiati sono da considerarsi allo stato dell'arte e nominalmente identici rispetto ai rivelatori planari per quanto riguarda il materiale semiconduttore (CdTe) poiché ottenuti dallo stesso cristallo. L'importanza di questa considerazione è legata alla forte dipendenza delle caratteristiche del materiale dalle modalità di crescita, dalla posizione nel lingotto, dai trattamenti a cui sono state sottoposte le superfici.

La figura 5.1 (a) mostra il rivelatore montato sul package, la faccia visibile è il catodo (Pt), invece, la figura 5.1 (b) mostra la faccia inferiore del package e la figura 5.1 (c) mostra il layout dell'anodo. L'assenza di un guard ring, come vedremo non risulta un'ottima scelta progettuale, il rivelatore, infatti, mostra correnti molto elevate rispetto al rivelatore planare. Le superfici laterali del rivelatore, probabilmente, non sono state nemmeno passivate applicando uno strato isolante che riduce o elimina la corrente superficie, questo metodo infatti risulta una valida alternativa all'utilizzo del guard ring [5.3].

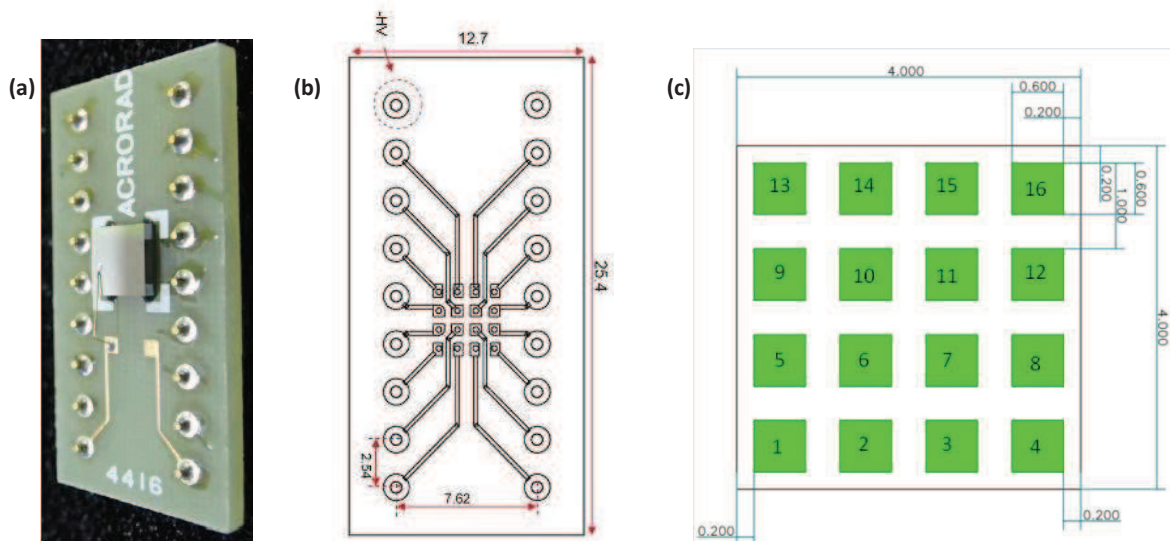


Figura 5.1 – (a) Rivelatore Acrorad sigla 1006-2103-2-3; (b) e (c) layout dell'anodo.

Nella tabella 5.1 sono riportati i parametri caratteristici dei rivelatori, già precedentemente descritti.

Caratteristiche del rivelatore	
Rivelatori p-CdTe con struttura a pixel	Acrorad (Japan)
Dimensioni	4.1 x 4.1 x 1 mm ³
Elettrodi	<u>Anodo</u> a pixel 4 x 4; 0.6 x 0.6 mm ² ; 0.4 mm <i>pitch</i> <u>Catodo</u> planare
Contatti	catodo in Pt anodo in Au/Ti/Al

Tabella 5.1 – Caratteristiche principali del rivelatore a pixel.

La caratterizzazione elettrica dei rivelatori è basata su misure delle caratteristiche I-V e su misure dell'evoluzione temporale della corrente a tensione fissa.

Nella prima fase dell'attività è stato adattato il set-up utilizzato per i rivelatori planari. Nella fattispecie il rivelatore è stato montato su un nuovo *PCB (printed circuit board)* ed è stata realizzata l'interfaccia tra tutti i pin del rivelatore, inserito all'interno del box metallico a tenuta di gas e di luce, e la scatola esterna su cui sono stati posti tutti i connettori.

In [5.4] l'autore descrive la tecnica utilizzata per lo studio elettrico di una rivelatore a pixel dotato di guard ring; le caratteristiche della matrice dei pixel vengono confrontate caratterizzando i pixel separatamente, collegando a massa i pixel non utilizzati durante la caratterizzazione.

Il rivelatore sotto analisi non presenta il guard ring e ciò causa evidenti instabilità nella corrente dei pixel, specialmente se non si adotta la tecnica descritta precedentemente. Nel set-up di misura i pixel non utilizzati vengono isolati dalla massa [5.5] e collegati al guard ring del triassiale di lettura. L'assenza nel rivelatore del guard ring fa sì che lo spazio tra i pixel (*pitch*) viene lasciato ad un potenziale flottante. Questo studio preliminare è risultato cruciale anche nella corretta realizzazione del set-up di misure spettroscopiche e dunque nello studio delle caratteristiche spettroscopiche.

5.2 Misure e risultati

L'attività sperimentale ha riguardato lo studio delle proprietà elettriche del rivelatore precedentemente presentato, valutandone il meccanismo di trasporto di carica, la giunzione metallo semiconduttore Al/CdTe e la stabilità temporale della corrente.

5.2.1 Caratteristiche I-V

Sono state investigate le proprietà elettriche in termini di caratteristiche I-V su tutti i pixel del rivelatore, poiché non sono presenti pixel danneggiati.

La figura 5.2 mostra la mappa dei valori di corrente a -1000 V a 15 °C per i vari pixel, è stato verificato che i pixel centrali presentano, in polarizzazione inversa, correnti inferiori rispetto a quelli esterni a causa degli effetti di bordo legati alla carica che scorre tra il catodo e l'anodo sulla superficie laterale del rivelatore (corrente superficiale) [5.6]. Si nota un incremento della corrente di circa un ordine di grandezza se confrontata con i rivelatori planari ($< 1 \text{ nA}$) dotati di guard ring che circonda l'anodo e descritti precedentemente. Gli alti valori di corrente causano una veloce degradazione delle performance spettroscopiche sottolineando l'importanza del guard ring. La stessa figura evidenzia che la corrente è maggiore nei pixel presenti negli spigoli del cristallo, dovuto sicuramente alla mancanza del guard ring.

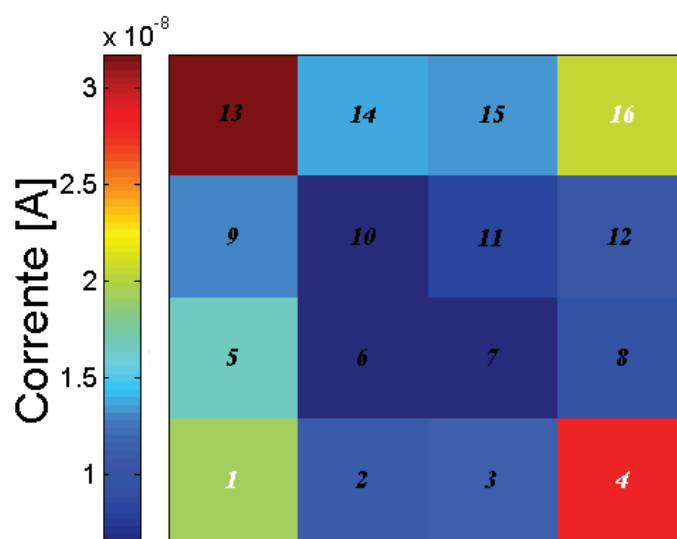


Figura 5.2 – Dettaglio della mappa a colori dei valori di corrente a -1000 V al variare del pixel sottostudio a 15 °C.

La figura 5.3 confronta la caratteristica I-V in polarizzazione inversa fra il pixel a corrente minore e quello a corrente maggiore, sembra evidente che la legge con cui varia la corrente sia identica in entrambi i casi.

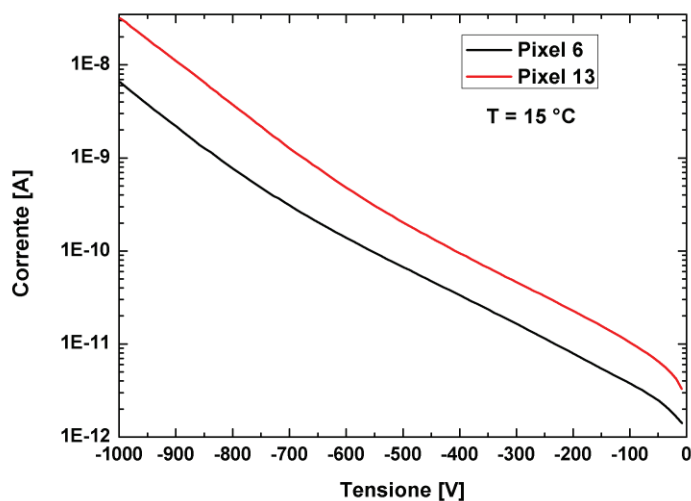


Figura 5.3 – Confronto a 15 °C delle correnti di un pixel interno e di uno esterno.

La figura 5.4 mostra le caratteristiche I-V al variare della temperatura nell'intervallo 15 – 45 °C e nel range di tensione -1000 – 100 V prendendo come riferimento il pixel n° 6 che presenta correnti minori e confermando il comportamento rettificante del contatto Al/CdTe.

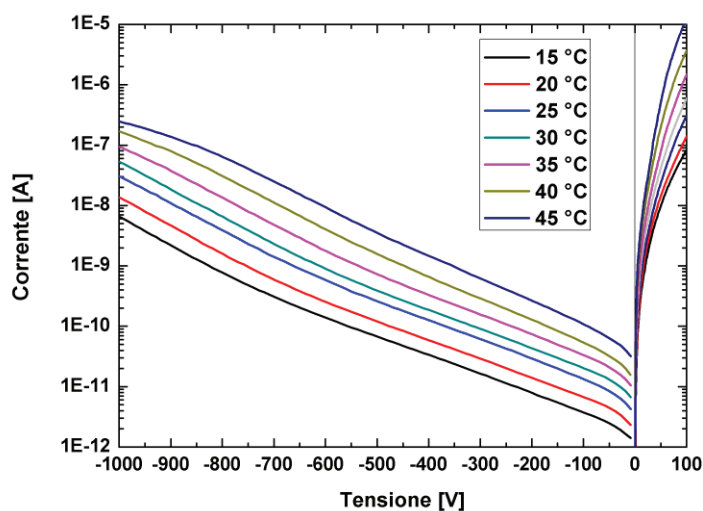


Figura 5.4 – Curve I-V del pixel n° 6 del rivelatore CdTe al variare della temperatura.

Si nota un incremento della corrente se confrontata con i rivelatori planari descritti precedentemente. Infatti a causa della struttura a pixel le linee del campo elettrico di ciascun pixel non saranno uniformi ma risentiranno del potenziale dei pixel adiacenti

modificando il comportamento elettrico rispetto al rivelatore planare. Le acquisizioni delle curve I-V a diversi valori del tempo T_d mostrate in figura 5.5 e 5.6 hanno evidenziato che in polarizzazione diretta ed inversa non è presente una forte dipendenza temporale soprattutto se confrontate con i rivelatori planari. Quindi, è stata trascurata la dipendenza temporale delle curve I-V per determinare da esse il meccanismo di trasporto di carica. In particolare, le analisi presenti in questo capitolo sono svolte su curve I-V con un *time delay* T_d pari a 130 ms.

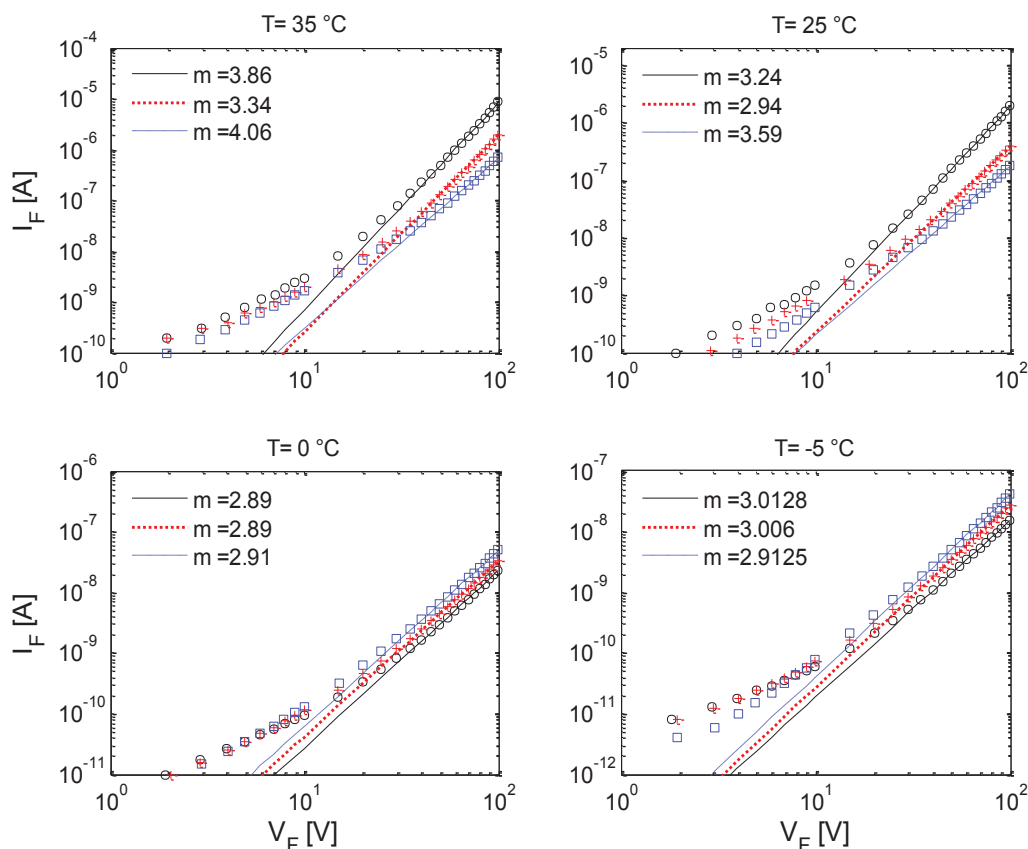


Figura 5.5 – Curve I-V del pixel n° 6 in polarizzazione diretta a differenti temperature e a diversi T_d ; nero $T_d=1$ sec, rosso $T_d=130$ ms, blu $T_d=40$ ms. Le rette rappresentano il fitting ottenuto da una funzione a legge di potenza.

La figura 5.5 mostra la linearità della corrente in polarizzazione diretta su scala loglog, evidenziando che in queste condizioni il rivelatore non obbedisce al modello di emissione termoionica. Le curve inoltre seguono una legge del tipo $I = aV^m$ (legge di potenza) in due range di tensioni: a basse tensioni $V_F < 30V$ l'esponente $m < 2$, ad alte tensioni $V_F \geq 40V$, invece, varia nell'intervallo 3.04 – 4.61. Quindi in accordo con il modello SCLC, già precedentemente discusso, sembrerebbe che le trappole profonde abbiano un ruolo cruciale nel meccanismo di trasporto della carica.

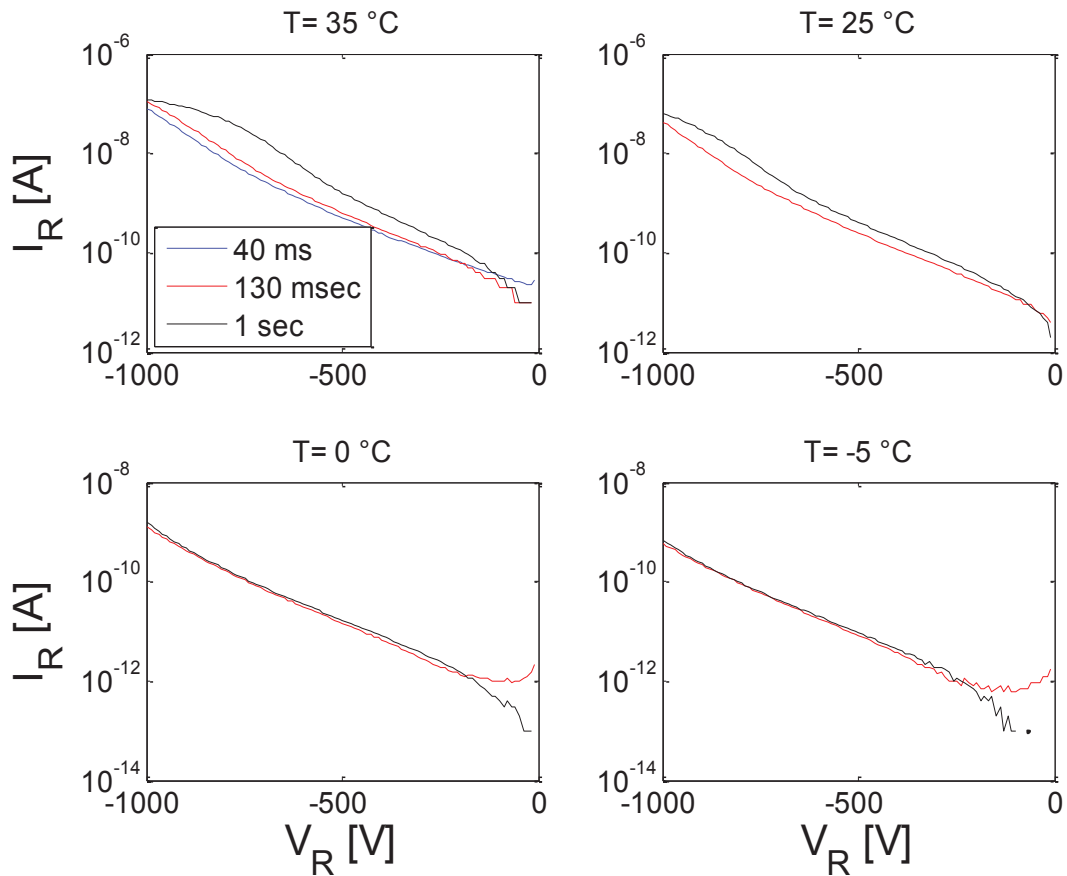


Figura 5.6 – Curve I-V del pixel n° 6 in polarizzazione inversa a differenti temperature e a diversi T_d . Lo strumento non misura correttamente correnti al di sotto del pA.

Risulta interessante notare come in questo campione la corrente, come evidenzia la figura 5.7, è caratterizzata a basse tensioni ($V_R < 200V$) da un andamento esponenziale, seguita da un aumento sostenuto della corrente che segue un andamento a legge di potenza $I = aV^m$. L'esponente $m > 2$ indica anche in polarizzazione inversa la presenza del fenomeno SCLC, esponente che dipende sia dalla tensione che dalla temperatura come evidenziato dalla stessa figura 5.7. A basse temperature $m(V)$ aumenta con la tensione, in particolare quando $m > 2$ le trappole iniziano a riempirsi e la corrente aumenta molto velocemente all'aumentare della tensione. Ad alte temperature la curva m-V mostra un picco dovuto al riempimento delle trappole (TFL *traps-filled-limit*), seguito dalla diminuzione del valore di m ad alti valori di tensione. Se fossero state presenti trappole definite in un unico livello energetico, le curve I-V avrebbero mostrato un aumento verticale della corrente in corrispondenza alla tensione $V = V_{TFL}$ dove V_{TFL} rappresenta il valore di tensione per la quale si ha il massimo riempimento delle trappole. Superato questo valore limite l'esponente m tende nuovamente ad assumere il valore 2 ottenuto in assenza di trappole libere. Quindi, l'andamento della curva m-V al variare della

temperatura rivela la presenza di distribuzione energetiche a metà della gap. Nel corso del capitolo verrà utilizzato un metodo di analisi numerico per determinare in condizioni di SCLC la distribuzione energetica della densità delle trappole.

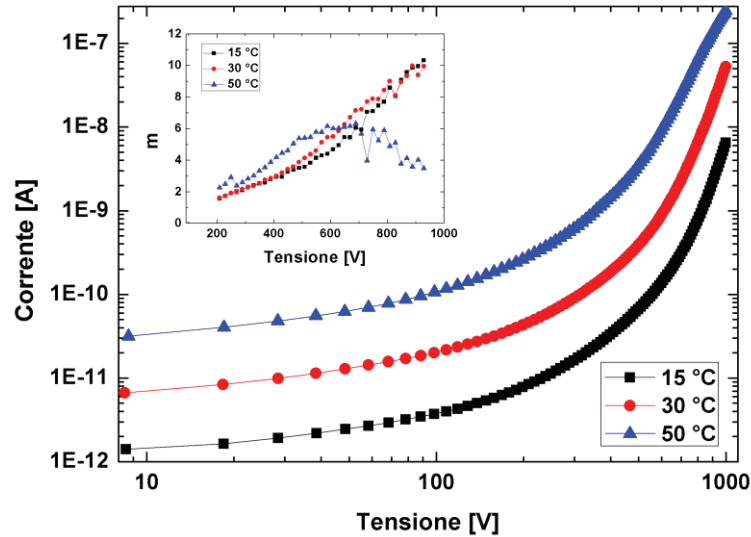


Figura 5.7 – Curve I-V e m-V in polarizzazione inversa al variare della temperatura per il pixel n° 6.

Dato che in polarizzazione inversa le correnti non sono fortemente dipendenti dal tempo, è stato possibile verificare che per tensioni inferiori a 200 V l'andamento della corrente segue la legge Schottky [5.7]:

$$I_R = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{q\Delta\phi_b}{kT}\right) \quad (5.1)$$

dove A^{**} è il prodotto della costante di Richardson per l'area di contatto.

Lo stesso non è stato possibile con i rivelatori planari poiché le curve I-V sono fortemente dipendenti dal tempo e la teoria Schottky non tiene conto della dipendenza temporale.

Generalmente, l'abbassamento di barriera $\Delta\phi_b$ è principalmente dovuto a due contributi:

$$\Delta\phi_b = \left(\frac{qE}{4\pi\epsilon_s}\right)^{1/2} + \alpha E \quad (5.2)$$

Il primo termine è attribuito alla presenza della carica immagine all'interfaccia, il secondo è dovuto alla presenza dello strato di dipolo che si viene a formare all'interfaccia metallo semiconduttore [5.8]. Generalmente, l'abbassamento dovuto allo strato di dipolo prevale

ad alte tensioni. Per questo motivo a basse tensioni viene considerato dominante l'abbassamento della barriera legato alla carica immagine.

Lo studio delle proprietà elettriche attraverso l'analisi della corrente in polarizzazione inversa si è basata sulla combinazione del CAM e della corrente in polarizzazione inversa in una giunzione metallo-semiconduttore.

In accordo con il CAM supponiamo dominante un livello accettore profondo e che il dispositivo sia interamente svuotato, in questo caso l'utilizzo del modello può essere utile se utilizziamo un'ulteriore semplificazione. Sappiamo che il massimo campo elettrico all'interfaccia metallo semiconduttore può essere espresso nella forma [5.9]:

$$|E_{MAX}| = \left(\frac{2q|\rho V_B|}{\epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

dove ρ è la densità dello *space charge* normalizzato rispetto alla carica elettrica e V_B è il piegamento delle bande (*band bending*) all'interfaccia Al/CdTe. In [5.9] si afferma che questo valore di campo elettrico è generalmente trascurabile rispetto ai campi elettrici generalmente usati nei rivelatori CdTe, inoltre, può essere trascurato se calcoliamo il campo elettrico all'interfaccia all'istante iniziale, ottenendo:

$$E(0,0) = E_{MAX} + \frac{V}{L} \approx \frac{V}{L} \quad (x=0, t=0) \quad (5.4)$$

Dalla risoluzione delle equazioni di Poisson è possibile estrarre il campo elettrico all'istante finale che è pari a [5.10]:

$$E(0,\infty) = \sqrt{\frac{2qN_T V}{\epsilon_s}} \quad (x=0, t=\infty) \quad (5.5)$$

Possiamo approssimare il campo elettrico totale come somma delle equazioni 5.4 e 5.5 ottenendo:

$$E_{Tot} = \sqrt{\frac{2qN_T V}{\epsilon_s}} + \frac{V}{L} \quad (5.6)$$

Combinando questa espressione con le equazioni 5.1 e 5.2 otteniamo:

$$I_R = I_1 \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_s} \left(\sqrt{\frac{2qN_T}{\epsilon_s} V + \frac{V}{L}}\right)}\right) \quad (5.7)$$

Con:

$$I_1 = A^{**} T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (5.8)$$

Possiamo utilizzare l'equazione 5.7 per estrarre l'altezza di barriera a zero Volt, la concentrazione dei portatori e la costante di Richardson. Questi parametri possono essere estratti attraverso un'operazione di fitting non lineare utilizzando una funzione del tipo:

$$\ln(I_R) = A + (B \sqrt{(C\sqrt{V} + \frac{V}{L})}) \quad (5.9)$$

come mostrato in figura 5.8.

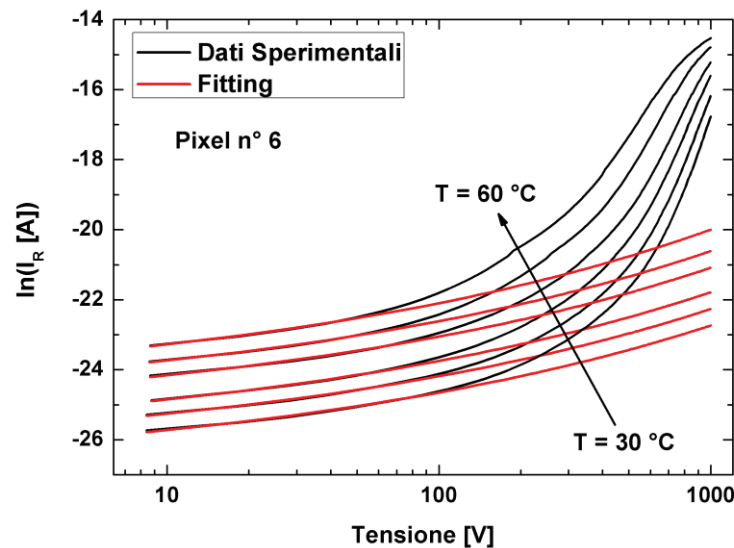


Figura 5.8 – In nero il logaritmo delle correnti in dark del pixel n° 6. In rosso la funzione di best fit descritta dall'equazione 5.9. Il T_d è stato fissato a 130 ms.

Il valore dell'altezza di barriera può essere estratto dall'Arrhenius plot contenente i parametri $I_1 = e^A$ a tutte le temperature nel range 30 – 60 °C, dunque attraverso il logaritmo dell'equazione 5.8 otteniamo:

$$\ln(I_1 / T^2) = \ln(A^{**}) + \left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (5.10)$$

Dalla procedura di fitting lineare di $\ln(I_1/T^2)$ in funzione di $1/kT$, è possibile estrarre l'altezza della barriera della giunzione metallo semiconduttore ϕ_B , come mostrato per il pixel n° 6 in figura 5.9. La figura 5.10 mostra il valori dell'altezza di barriera estratti su tutti i pixel; la media di tali valori ha fornito un valore pari 0.73 ± 0.04 eV che è in accordo con i valori estratti sui rivelatori planari.

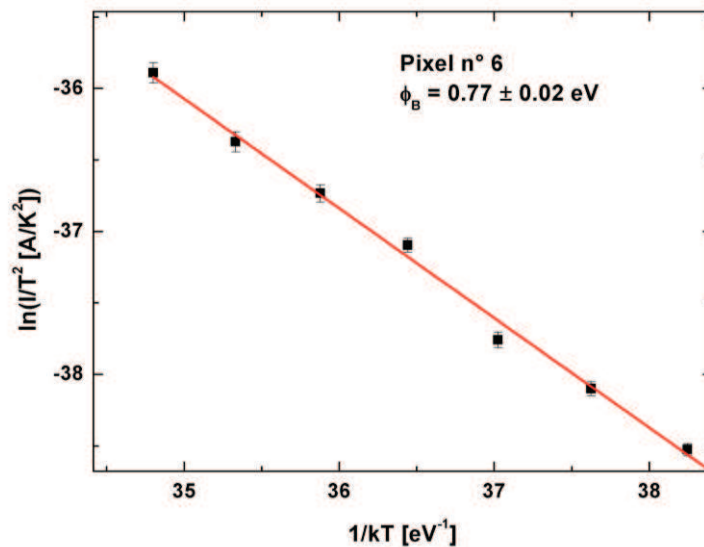


Figura 5.9 – Estrazione dell'altezza di barriera sul pix n °6.

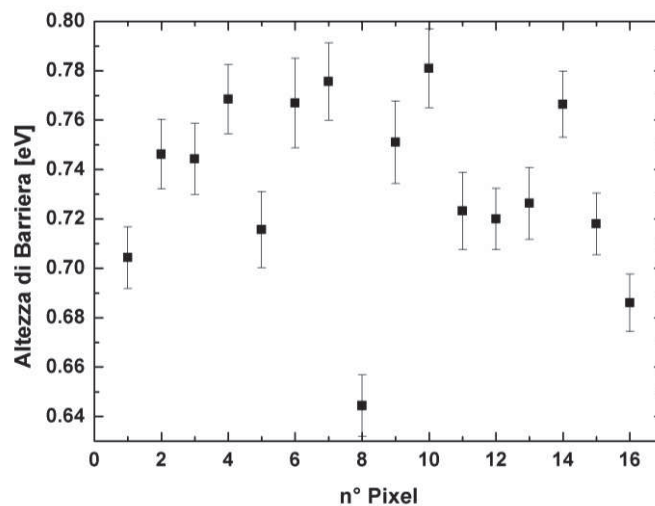


Figura 5.10 – Altezza di barriera estratta su tutti i pixel.

Al fine di validare i risultati ottenuti con questo modello si è utilizzato il metodo della resistenza di contatto descritto nel capto 2, e i risultati sono stati confrontati. Sembra comunque chiaro che il metodo della resistenza di contatto introdotto con la

caratterizzazione dei rivelatori planari debba fornire gli stessi risultati. Infatti se nel pixelato, il modello di emissione termoionica risulta dominante per valori di tensioni inferiori a 200 V, evidentemente lo sarà anche nell'intorno dello zero. Per chiarezza il metodo della resistenza di contatto verrà comunque di seguito illustrato.

Per estrarre il valore sperimentale dell'altezza di barriera con il metodo della resistenza di contatto sono state acquisite le caratteristiche I-V nel range -1.2 – 0.7 V al variare della temperatura nel range 30 – 60 °C. La scelta è ricaduta sul range di tensioni in cui non erano evidenti effetti di polarizzazione sulla corrente, in termini di dipendenza temporale della corrente, inoltre, dai dati sperimentali sono stati rimossi i valori di corrente a 0 V, come mostrato in figura 5.11 (a). La resistenza di contatto è stata estratta attraverso un'operazione di fitting utilizzando la funzione (2.14). La figura 5.11 (b) mostra l'altezza della barriera della giunzione metallo semiconduttore per il pixel n° 6. Invece, in figura 5.11 (c) sono mostrati i valori dell'altezza di barriera estratti su tutti i pixel, la distribuzione statistica di tali valori ha fornito un valore pari 0.76 ± 0.01 eV che risulta compatibile con quello estratto dallo studio delle correnti in polarizzazione inversa.

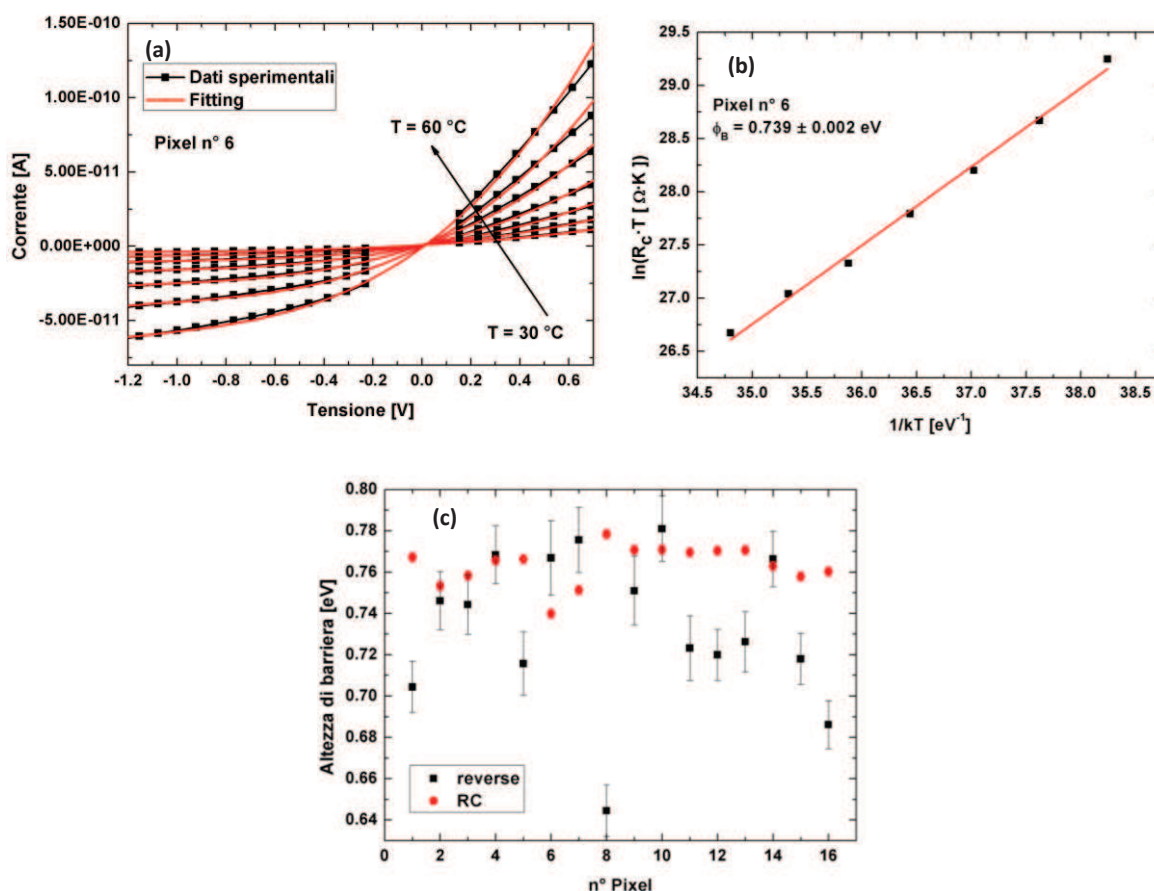


Figura 5.11 – (a) Curve I-V e relativi fitting (rosso) usati per l'estrazione della resistenza di contatto relativo al pixel n° 6; (b) fitting lineare della resistenza di contatto; (c) confronto fra l'altezza di barriera ottenuto con la resistenza di contatto e il modello in *reverse*.

5.2.2 Evoluzione temporale della corrente

È stata studiata l'evoluzione della corrente in polarizzazione inversa ad un gradino di tensione con una frequenza di campionamento di 1 sec e in un range temporale di circa 1200 sec. Anche in questo caso lo studio è stato condotto al variare della temperatura nel range 24 – 44 °C e su tutti i pixel del rivelatore. La figura 5.12 conferma che in tutti i pixel la corrente segue la stessa dipendenza temporale e ribadisce la migliore stabilità dei pixel centrali se confrontati con quelli esterni, per chiarezza sono stati mostrati solo i pixel posizionati agli angoli del cristallo. Quindi questo offset di corrente tra pixel interni ed esterni è probabilmente dovuto alla corrente di leakage superficiale che scorre sulle superfici laterali del cristallo.

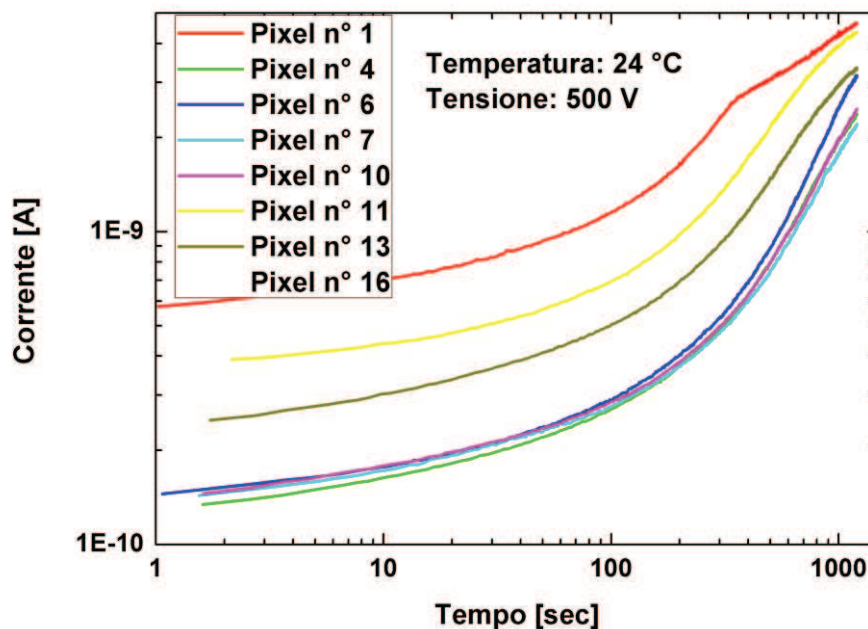


Figura 5.12 – Confronto dei transitori di corrente dei pixel centrali (4, 6, 10, 11) e quelli esterni.

La figura 5.13 mostra il transitorio di corrente al variare della temperatura nel range 24 – 44 °C per il pixel centrale n° 6, dalla stessa si nota che la corrente tende ad aumentare con il tempo e tende a stabilizzarsi, per esempio dopo circa 200 sec a 44 °C.

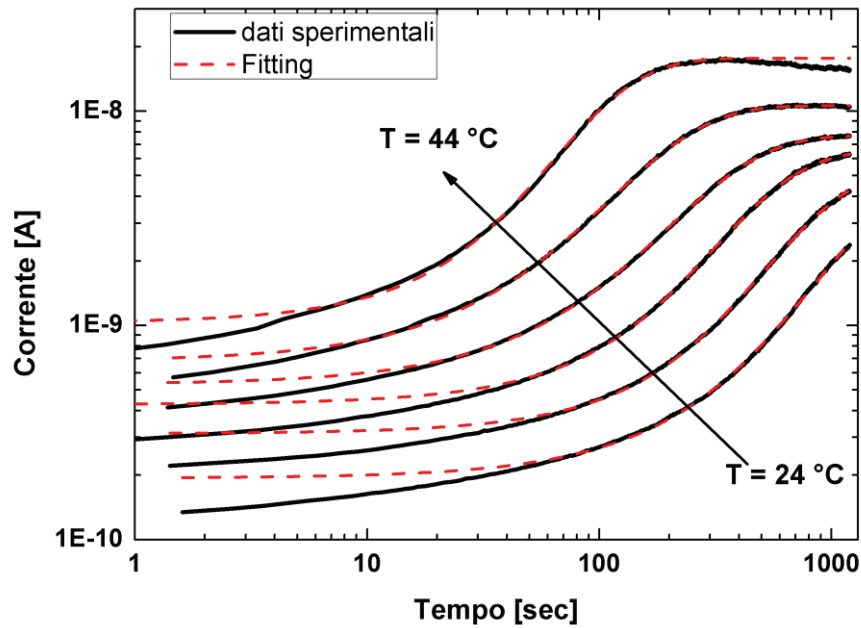


Figura 5.13 – In nero il transitorio di corrente del pixel n° 6 al variare della temperatura. In rosso la funzione di best fit descritta dalla 5.11.

Lo stabilizzarsi della corrente potrebbe essere spiegato attraverso la saturazione del campo elettrico all'anodo, che causa la diminuzione dell'effettiva differenza di potenziale tra anodo e catodo [5.11]. Come precedentemente affermato con lo studio dei rivelatori planari e in accordo con il CAM l'aumento della corrente è invece dovuto alle lacune emesse dalle trappole, che generano uno *space charge* vicino l'anodo che scherma il catodo con la conseguente formazione del *dead layer* vicino al catodo. Quindi il processo di trasporto di carica è governato dalla ionizzazione dei livelli profondi. Contrariamente a quanto visto nei rivelatori planari, in questa finestra temporale non è presente l'iniziale diminuzione della corrente, dovuta come precedentemente detto all'emissione di elettroni dal catodo prima che il *dead layer* sia formato. Inoltre il confronto con i planari mostra in figura 5.14 una dinamica dell'evoluzione temporale della corrente più veloce nel rivelatore a pixel. Infatti a 40 °C il rivelatore planare raggiunge il valore massimo a $\approx 10^4 s$ invece il rivelatore a pixel a $\approx 2 \cdot 10^2 s$. La differente dinamica della corrente potrebbe spiegare la mancanza nella curva del fenomeno dell'emissione di elettroni durante la fase iniziale di alimentazione. Infatti, probabilmente questo fenomeno si manifesta in range temporali troppo corti per essere facilmente acquisiti. Tra l'altro, questa differenza potrebbe spiegare la debole dipendenza temporale mostrata dalle curve I-V nei rivelatori a pixel.

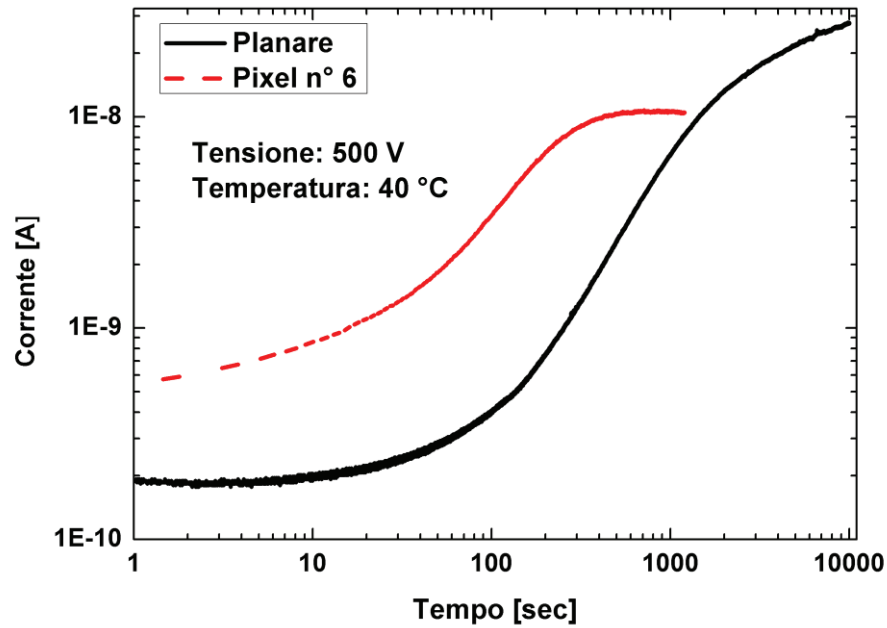


Figura 5.14 – Confronto tra il transitorio di corrente inversa del rivelatore a pixel (pixel n° 6) e quello planare con spessore di 2.0 mm (in nero) alla temperatura di 40 °C e alla tensione inversa di 500 V.

La differente dinamica tra rivelatori a pixel e planari potrebbe essere spiegato considerando che la carica scambiata con le trappole profonde, responsabili del fenomeno della polarizzazione, può essere modellato con la capacità delle trappole caricate con la corrente che scorre nel rivelatore. Inoltre si nota che il rivelatore a pixel ha una bassa resistenza, dovuta ai valori elevati di corrente rispetto al rivelatore planare, e una minore capacità infatti l'area del rivelatore a pixel è circa un decimo di quello del rivelatore planare. Quindi, la costante di tempo del rivelatore a pixel è pochi ordini di grandezza più piccola del rivelatore planare e questo potrebbe spiegare la diversa dinamica temporale della corrente. Invece, i valori elevati di corrente nel rivelatore a pixel potrebbero essere dovuti all'assenza del guard ring e all'area più piccola del pixel, che determina un differente profilo di campo elettrico rispetto al planare.

Lo studio delle proprietà elettriche attraverso l'analisi dei transitori di corrente è proseguita attraverso l'utilizzo del modello espresso dall'equazione 2.18.

La figura 5.13 mostra inoltre la funzione la funzione di best-fit:

$$I_R(t) = d_0 \cdot e^{(a_0 \cdot (1 - e^{(-t/\tau)}))} + c_0 \quad (5.11)$$

il buon adattamento della funzione al picco è confermato dal buon valore del chiquadro ridotto.

Dalla figura 5.13, inoltre, è evidente che la funzione non si adatta ai dati sperimentali per tempi inferiori ad una certa soglia dipendente dalla temperatura, questo è sicuramente da imputare all'approssimazione di un unico livello di difetti su cui si basa il CAM.

Dal fitting del transitorio di corrente vengono estratte le costanti di tempo τ al variare della temperatura, che sono attivate termicamente. In figura 5.15 viene mostrato il diagramma di Arrhenius della costante di tempo τ per il pixel n° 6. Quindi è stato possibile tracciare un diagramma di Arrhenius, mostrato in figura 5.15, che ha permesso di estrarre l'energia di attivazione di queste costanti di tempo su tutti i pixel con un valor medio pari a 0.961 ± 0.002 eV per una tensione di 500 V (figura 5.16). I valori estratti sono leggermente più elevati rispetto a quelli trovati per i rivelatori planari. Questa differenza è probabilmente dovuta all'approssimazione dell'equazione 2.21 grazie alla quale viene estratta l'energia di attivazione del parametro β/τ . Si potrebbe affermare che la costante di tempo estratta è strettamente correlata al tempo di *detrapping*, da cui si è ottenuta un'energia di attivazione leggermente maggiore rispetto al valore compreso nel range 0.6 – 0.8 eV generalmente indicato come il livello energetico responsabile del fenomeno della polarizzazione attraverso altri metodi [5.10 - 5.15].

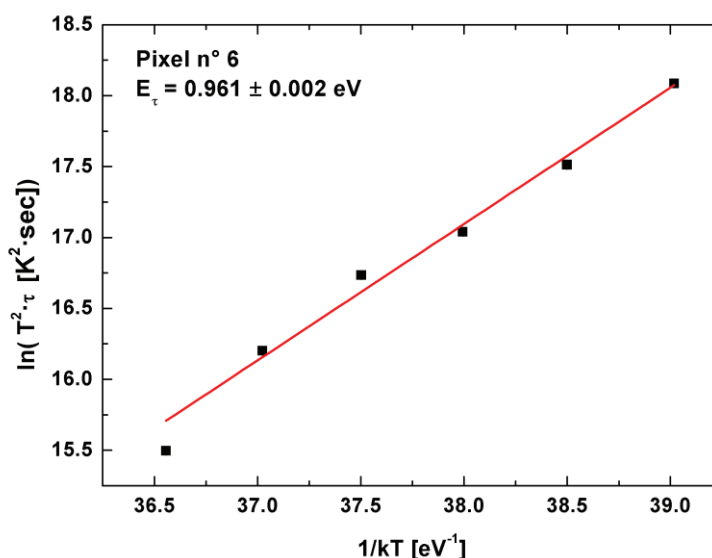


Figura 5.15 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte tramite l'equazione 5.11 dal transitorio di corrente alla tensione di 500 V per il pixel n° 6.

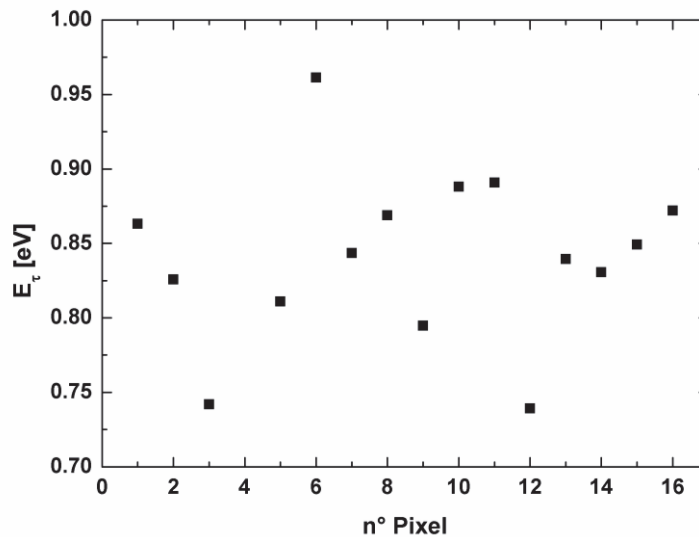


Figura 5.16 – Energia di attivazione delle costanti di tempo estratte tramite l'equazione 5.11 su tutti i pixel.

5.2.3 Determinazione delle proprietà dei difetti in condizioni di SCLC

In questo paragrafo sono state investigate le caratteristiche I-V, dove il meccanismo di trasporto è dominato dallo SCLC. In letteratura sono presenti metodi che in condizioni di SCLC possono essere usati per valutare la distribuzione energetica dei difetti nel materiale direttamente dalle curve I-V [5.18 – 5.21]. In particolare è stato utilizzato l'analisi differenziale introdotta da Nespurek e Sworakowski che permette di determinare la distribuzione energetica e la concentrazione delle trappole nella band gap senza alcuna assunzione sul tipo di distribuzione energetica delle trappole. Le condizioni al contorno necessarie per il risolvere le equazioni differenziali sono le seguenti:

- la corrente è trasportata soltanto da un tipo di portatore (lacune in questo caso);
- il piegamento delle bande (*band edge*) è scelto come il punto di riferimento dell'energia;
- la corrente di diffusione è trascurata;
- la densità dei portatori liberi può essere descritta dalla statistica di Boltzmann invece quella dei portatori intrappolati attraverso la statistica Fermi-Dirac;
- la condizione di quasi equilibrio è raggiunta per diversi tassi di iniezione di carica, e l'occupazione delle trappole è determinato dalla posizione del quasi livello di Fermi.

Molte di queste condizioni al contorno verranno discusse di seguito.

La debole dipendenza temporale delle caratteristiche I-V in polarizzazione inversa sottolinea che l'emissione degli elettroni dal catodo è cessata e la corrente è dominata dalle lacune emesse dalle trappole. Quindi, il fenomeno SCLC in polarizzazione inversa è dominato da un solo portatore di carica, ovvero le lacune. La presenza del fenomeno SCLC in polarizzazione inversa è stato osservato anche in rivelatori In/CdTe/Pt da Cola [5.22]. In questo caso il fenomeno SCLC in polarizzazione inversa è dovuto agli elettroni iniettati al catodo, quando la tensione inversa applicata è sufficientemente alta da determinare un campo elettrico non nullo al catodo, il quale tende ad annullarsi con il passare del tempo ($\approx 300\text{sec}$ a $T = 40^\circ\text{C}$). Quando il campo elettrico diventa nullo al catodo la corrente aumenta con il tempo ed è dominata dalle lacune attraverso il processo di generazione nello spazio di carica (i.e. $I_R \propto V_R^{1/2}$).

L'assenza del fenomeno SCLC nel caso del rivelatore In/CdTe/Pt quando la corrente è dominata dalle lacune emesse dai centri accettori ionizzati può essere spiegata considerando che l'altezza di barriera In/CdTe pari a circa 1 eV è più grande se confrontata con quella della giunzione Al/CdTe (0.7 eV). Quindi, l'efficienza dell'iniezione di lacuna al contatto Al/CdTe è più grande rispetto al contatto In/CdTe, causando ad alte tensioni la formazione, nel rivelatore sotto esame, dello spazio di carica. Inoltre, la migliore azione bloccante del contatto In/CdTe previene la formazione del fenomeno SCLC ritardando l'annullamento del campo elettrico al catodo. Per questo motivo, nel rivelatore sotto indagine quando le caratteristiche inverse evidenziano la presenza del fenomeno SCLC, e la corrente inversa è dominata dalle lacune emesse dalle trappole.

Contrariamente in polarizzazione diretta il modello Nespurek e Sworakowki non può essere utilizzato poiché attualmente non è abbastanza chiaro se la corrente è trasportata soltanto da un portatore di carica e se il meccanismo di diffusione è presente. L'utilizzo di questo metodo di analisi permette di assumere che le lacune sono termicamente eccitate dalle trappole localizzate agli stati delocalizzati. Questa assunzione permette di scegliere come punto di riferimento la banda di valenza ($E_V = 0$) per la scala energetica, con l'energia positiva verso la *midgap*. In condizioni di equilibrio termico la densità delle cariche intrappolate $n_t(\text{cm}^{-3})$ e la densità delle cariche libere $n_f = N_V \exp(-E_F(x)/kT)(\text{cm}^{-3})$ sono caratterizzati da un comune quasi livello di Fermi e con questa ipotesi la densità degli stati al quasi livello di Fermi è data da:

$$h(E) = \frac{dn_t}{dE}(\text{cm}^{-3}\text{eV}^{-1}) \quad (5.12)$$

con n_i estratta dalla statistica Fermi-Dirac ed espressa come:

$$n_i(E, x) = \frac{h(E)}{1 + \exp([E - E_F(x)]/kT)} \quad (5.13)$$

Questa analisi si basa sull'approssimazione dello zero assoluto (0 K), così che il livello di quasi Fermi rappresenta la separazione tra le trappole vuote e quelle riempite, e quindi la densità degli stati può essere espresso come $h(E) \approx n_i(E)$.

In accordo con questo modello, dopo diverse manipolazioni la distribuzione delle trappole in un materiale semiconduttore ad ampia band gap viene estratta attraverso la prima, la seconda e la terza derivata della corrente SCLC rispetto alla tensione ed in particolare dall'equazione:

$$h(E_T) = \left(\frac{\varepsilon x_1 x_2}{qL^2 kT} \right) \left(\frac{V}{m-1} \right) \left(\frac{1+C}{1+B} \right) \quad (5.14)$$

dove L è lo spessore del campione, ε è la costante dielettrica pari a $10.7\varepsilon_0$, m è la pendenza della curva I-V in scala loglog ovvero pari a:

$$m = \frac{d \ln I}{d \ln V} \quad (5.15)$$

x_1 e x_2 descrivono la deviazione del campo elettrico e della concentrazione dei portatori all'elettrodo dal suo valore medio e pari a:

$$x_1 = \frac{2m-1}{m} \quad (5.16)$$

$$x_2 = \frac{m-1}{m} (1+B) \quad (5.17)$$

dove B rappresenta un fattore di correzione del secondo ordine e pari a:

$$B = \frac{1}{m(m-1)(2m-1)} \frac{dm}{d \ln V} \quad (5.18)$$

$$C = (2 - 3m)B + \frac{d \ln(1 + B)}{d \ln V} \quad (5.19)$$

infine, C rappresenta un fattore di correzione del terzo ordine che possiamo trascurare, e la distribuzione delle trappole può essere espressa come:

$$h(E_F) = \left(\frac{2m-1}{m^2} \right) \left(\frac{\varepsilon V}{L^2 kT} \right) \quad (5.20)$$

Invece, trascurando il contributo della corrente di diffusione [5.9], l'espressione della densità di corrente è $j = e\mu_f(x)E(x)$. Usando la relazione tra il potenziale ed il campo elettrico $E(x) = x_1 V(x)/L$, la posizione del livello di quasi Fermi può essere espresso come:

$$E_F = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{e\mu_p N_V x_1}{L}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{V}{I}\right) \quad (5.21)$$

dove N_V è la densità degli stati nella banda di valenza, e μ_p la mobilità delle lacune.

In questo caso il metodo Nespurek consente di rivelare solo gli stati profondi che interagiscono con i portatori maggioritari che in questo caso sono lacune nella banda di valenza.

Al fine di investigare l'effetto della temperatura sul profilo della densità degli stati (DOS) delle trappole dominanti, la mobilità delle lacune è espressa come [5.23]:

$$\mu_p = 57(e^{252/T} - 1)cm^2 / V \cdot s \quad (5.22)$$

e la densità degli stati nella banda di valenza è espressa da:

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_h kT}{h^2}\right)^{3/2} cm^{-3} \quad (5.23)$$

dove m_h è la massa effettiva delle lacune che per p-CdTe è pari a $0.35m_0$ [5.24].

Il valore del livello di Fermi estratto con l'equazione 5.21 è sensibile ai parametri μ_p , N_V e m_h . Una variazione dei parametri del 10% causa una variazione del ~ 0.01 eV nel livello di quasi Fermi. La figura 5.17 mostra la concentrazione delle trappole in funzione del livello di quasi Fermi per il pixel n° 6 al variare della temperatura. Si nota che la posizione del livello di quasi Fermi varia nel range 0.8 – 0.9 eV e la concentrazione delle trappole è dell'ordine di 10^{12} cm⁻³, che è paragonabile con i valori riportati in letteratura per rivelatori CdTe planari ed ottenuti attraverso metodi diversi [5.11, 5.12]. Inoltre si nota che $h(E_F)$ raggiunge il valore massimo a $E_F \cong 0.91$ eV a $T = 15^\circ\text{C}$, che diminuisce quando la temperatura aumenta finché non scompare a $T = 50^\circ\text{C}$. Questo effetto è dovuto al riempimento delle trappole legato all'aumento della temperatura, che limita l'interazione tra lacune iniettate e trappole.

Inoltre, quando la temperatura aumenta il livello di quasi Fermi intercetta i livelli energetici vicini la banda di valenza dove $h(E_F)$ tende ad aumentare, probabilmente per la presenza dei difetti localizzati nei livelli superficiali. Questo metodo permette di investigare un limitato range energetico della band gap ($\Delta E_F \cong 0.2$ eV), che tra l'altro non include i livelli energetici nel range 0.6 – 0.8 eV, dove sono localizzate le trappole che sono state trovate con l'analisi sui transistori di corrente, che però non fornisce un'informazione sulla distribuzione energetica. In letteratura, l'analisi SCLC basata su questo approccio viene utilizzata in diversi materiali semi-isolanti. Tra l'altro, in [5.16] gli autori hanno utilizzato diversi metodi di caratterizzazione (PICTS, SPS e SCLC) mettendo a confronto i risultati ottenuti dallo studio dei livelli energetici in cristalli di CdTe ottenendo delle distribuzioni energetiche in buon accordo tra loro.

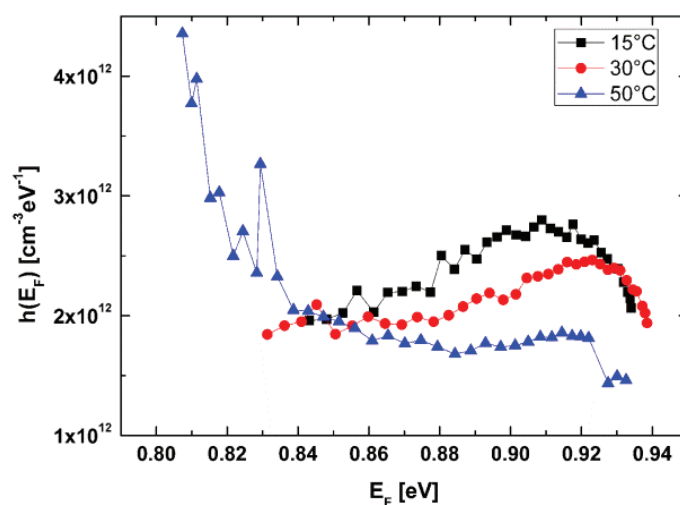


Figura 5.17 – Densità degli stati della distribuzione delle trappole ottenuta dalle analisi delle curve I-V in polarizzazione inversa a differenti temperature per il pixel n° 6 con le equazioni 5.14 e 5.21.

5.3 Conclusioni

Le attività sperimentali hanno evidenziato le principali proprietà elettriche ed il fenomeno della polarizzazione in un campione di rivelatore CdTe con anodo pixellato (4 x 4), ed i risultati dello studio elettrico hanno evidenziato il carattere raddrizzante dei contatti in alluminio. Una caratterizzazione completa su tutti i pixel ha evidenziato il miglior comportamento dei pixel centrali. Questo risultato sottolinea come l'assenza del guard ring e gli effetti di bordo sul cristallo sono critici per le prestazioni dei pixel, non garantendo correnti contenute rispetto ai pixel centrali.

Le curve I-V in polarizzazione inversa hanno evidenziato come per alti valori di tensione ($V_R > 200V$) la corrente aumenta molto rapidamente all'aumentare della tensione. Infatti, il pixel centrale n° 6 è caratterizzato da una corrente di circa 29 nA a 25 °C, ben due ordini di grandezza più elevata se confrontata con rivelatore planare da 2.0 mm.

L'altezza di barriera del contatto Al/CdTe è stato calcolato usando il modello di emissione termoionica, che domina solo a basse tensioni inverse ($V_R < 200V$) e pari a 0.73 eV in accordo con i valori estratti in rivelatori simili risultando anche compatibile con quella estratta su tre campioni planari (0.72 – 0.75 eV). Se il modello di emissione termoionica domina per tensioni $V_R < 200V$ sicuramente dominerà anche nell'intorno dello zero. Infatti, è stata riproposta l'analisi della resistenza di contatto in temperatura che ha permesso di estrarre un'altezza di barriera pari a 0.76 eV le differenze sono da imputare alle approssimazioni numeriche.

Contrariamente a quanto visto nei planari le curve I-V non sono fortemente dipendenti dal tempo. Questa differenza può essere spiegata comparando le evoluzioni temporali della corrente in polarizzazione inversa per entrambi i rivelatori che è dovuta alla ionizzazione dei centri accettori profondi, in accordo con il fenomeno della polarizzazione e con il comportamento bloccante per le lacune del contatto Al/CdTe. Infatti, il rivelatore a pixel mostra una dinamica minore rispetto al rivelatore planare. Per questo motivo l'iniziale diminuzione di corrente dovuta all'emissione di elettroni è chiaramente visibile nel rivelatore planare, ed è per lo stesso motivo che le curve I-V non sono fortemente dipendenti dal tempo.

Anche per questo campione è stato investigato il fenomeno della polarizzazione attraverso misure dei transistori di corrente in polarizzazione inversa al variare della temperatura.

L'utilizzo del CAM ha permesso di estrarre dallo studio su tutti i pixel un'energia di attivazione dei tempi di *detrapping* nel range 0.73 – 0.96 eV. Il valori estratti sono compatibili con quelli generalmente attribuiti alle vacanze del Cadmio e responsabile del fenomeno della polarizzazione nel range 0.6 – 0.8 eV.

Si ricorda che lo studio condotto in dark sui campioni planari ha prodotto energia di attivazione di ~ 0.6 eV, coerente con il valore estratto dallo studio dell'evoluzione della corrente e del campo elettrico all'anodo con un irraggiamento del catodo nel range 700 – 900 nm.

L'analisi ha evidenziato che le trappole giocano un ruolo importante nel meccanismo di trasporto delle cariche, ed in particolare il meccanismo di trasporto di carica in è dominato dal fenomeno di carica spaziale (*SCLC*) sia in polarizzazione diretta sia ad alti valori di tensione inversa. L'utilizzo del modello numerico proposto da Nespurek e Sworakowski ha permesso di estrarre informazioni sulla distribuzione energetica delle trappole. Il metodo che si basa sull'ipotesi di un unico portatore è stato applicato solo in polarizzazione inversa, dove la corrente è trasportata solo dalle lacune.

Una densità per i centri trappola di 10^{12} cm^{-3} è in buon accordo con le concentrazioni di trappole profonde generalmente presenti in materiali CdTe [5.11, 5.12]. Lo spostamento del livello di Fermi avviene nel range 0.8 – 0.9 eV che risulta compatibile con il livello energetico dei centri accettori profondi.

Una caratterizzazione spettroscopica potrebbe verificare, coerentemente con lo *small pixel effect*, il carattere unipolare che migliora al diminuire del rapporto tra la dimensione del pixel e lo spessore, dimostrando che in un rivelatore a pixel l'aumento dello spessore migliora l'efficienza di rivelazione contrariamente a quanto avviene con i rivelatori planari.

Bibliografia

- [5.1] **H. H. Barrett, J. D. Eskin et al.** – “*Charge Transport in Arrays of Semiconductor Gamma-Ray Detectors*” – Physical Review Letters, volume 75 (1995).
- [5.2] **Z. Feng, H. Zhong et al.** – “*Improved resolution for 3-D position sensitive CdZnTe spectrometers*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 51 (2004).
- [5.3] **W. C Barber, N. Malakhov et al.** – “*Guard ring elimination in CdTe and CdZnTe detectors*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 4 (2006).
- [5.4] **K. Yang, B. Cha et al.** – “*Noise properties of pixelated polycrystalline CdTe detector*” – Journal of Instrumentation, volume 7 (2012).
- [5.5] **B. P. F. Dirks, C. Blondel et al.** – “*Leakage current measurements on pixelated CdZnTe detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: volume 567, Issue 1 (2006).
- [5.6] **W. C. Barber, N. Malakhov et al.** – “*Guard ring elimination in CdTe and CdZnTe detectors*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 4, (2006).
- [5.7] **S. M. Sze, Kwok K. Ng** – “*Physics of Semiconductor Devices*” – John Wiley & Sons, New York, 1981, 2nd ed., Chap. 5.
- [5.8] **J. M. Andrews, M. P. Lepselter** – “*Reverse current-voltage characteristics of metal-silicide Schottky diodes*” – Electron Devices Meeting, 1968 International, volume 14 (1968).
- [5.9] **R. Grill, J. Franc et al.** – “*Polarization Study of Defect Structure of CdTe Radiation Detectors*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 58, (2011).
- [5.10] **H. Toyama, A. Higa et al.** – “*Quantitative Analysis of Polarization Phenomena in CdTe Radiation Detectors*” – Japanese Journal of Applied Physics, volume 45 (2006).
- [5.11] **A. Cola, I. Farella et al.** – “*Electric Field Properties of CdTe Nuclear Detectors*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 6 (2006).

- [5.12] **M. Ayoub, M. Hage-Ali et al.** – “*Annealing effects on defect levels of CdTe:Cl materials and the uniformity of the electrical properties*” – Nuclear Science, IEEE Transactions on, volume 50 (2003).
- [5.13] **A. Cavallini, D. Cavalcoli et al.** – “*Photocurrent and Surface Photovoltage Spectroscopy Investigations of CdTe-based Compounds*” – Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE, volume 6 (2006).
- [5.14] **A. Castaldini, A. Cavallini et al.** – “*Deep energy levels in CdTe and CdZnTe*” – Journal of Applied Physics, volume 83 (1998).
- [5.15] **A. Cavallini, B. Fraboni et al.** – “*Defective states induced in CdTe and CdZnTe detectors by high and low energy neutron irradiation*” – Journal of Applied Physics, 94, (2003).
- [5.16] **B. Fraboni, D. Cavalcoli et al.** – “*Electrical activity of deep traps in high resistivity CdTe: Spectroscopic characterization*” – Journal of Applied Physics, volume 105 (2009).
- [5.17] **M. Ayoub, M. Hage-Ali et al.** – “*Real defect concentration measurements of nuclear detector materials by the combination of PICTS and SCLC methods*” – Materials Science and Engineering, Volume 83 (2001).
- [5.18] **W. den Boer** – “*Determination of midgap density of states in a-Si : H using space-charge-limited current measurements*” – Journal de Physique Colloques 42 (1981).
- [5.19] **F. Stöckmann** – “*An exact evaluation of steady-state space-charge-limited currents for arbitrary trap distributions*” – Physica status solidi, Volume 64, (1981).
- [5.20] **S. Nešpurek, J. Sworakowski** – “*A differential method of analysis of steady-state space-charge-limited current-voltage characteristics*” – Physica status solidi Volume 41, (1977).
- [5.21] **J. Sworakowski, S. Nespurek** – “*Determining local state densities in spatially inhomogeneous samples from steady-state space-charge-limited currents*” – Electrical Insulation, IEEE Transactions on, volume 24 (1989).
- [5.22] **A. Cola, I. Farella** – “*Electric fields and dominant carrier transport mechanisms in CdTe Schottky detectors*” – Applied Physics Letters, vol.102, no.11, pp.113502, (2013).

[5.23] **D. Kranzer** – “*Mobility of holes of zinc-blende III-V and II-VI compounds*” – Physica Status Solidi (a), volume 26, issue 1 (1974).

[5.24] **P. Sydoruk, G. Khlyap et al.** – “*Growth and Electrical Properties of New Semiconductor Compound ZnCdHgTe*” – Crystal Research and Technology, Volume 36, Issue 4-5, (2001).

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state presentate le proprietà elettriche, spettroscopiche ed elettro-ottiche di nuovi rivelatori Al/CdTe/Pt per spettroscopia e imaging con geometrie planari e a pixel. In particolare, le attività di ricerca hanno riguardato lo studio del fenomeno della polarizzazione, un aspetto critico nei rivelatori CdTe con contatti Schottky. Questo fenomeno è generalmente attribuito alla presenza di trappole che causerebbero la formazione di una regione di carica spaziale che col passare del tempo riduce la zona attiva con il risultato di degradare le prestazioni spettroscopiche del rivelatore nel tempo. Attualmente nelle numerose pubblicazioni che trattano il fenomeno, l'ipotesi più accreditata è legata alla presenza delle vacanze del Cadmio, ovvero il difetto più diffuso nel materiale.

Tali attività sono inserite in uno studio più ampio delle caratteristiche ed abilità spettroscopiche dei rivelatori CdTe per imaging spettroscopico nel range energetico 1 – 150 keV e nella realizzazione di sistemi portatili di rivelazione per apparecchiature mammografiche (1 – 40 keV)

La prima parte delle attività (Capitolo 2) ha riguardato lo studio delle proprietà elettriche di rivelatori planari di diverso spessore e con anello di guardia, in condizioni di buio e sotto irraggiamento nel range 22 – 122keV, evidenziando quanto segue:

- il comportamento raddrizzante di questi rivelatori, con correnti contenute anche a tensione elevate. Per esempio, il rivelatore da 2.0 mm ha correnti pari a 0.3 nA a 25 °C e 2.4 pA a -25 °C con una tensione inversa di 1000 V;
- il regime di conduzione è dominato dalla carica spaziale con una significativa dipendenza dell'intensità di corrente dal tempo intercorso dall'applicazione della tensione;
- soltanto per bassi valori di tensione la corrente non mostra dipendenza temporale e il regime di conduzione segue il modello termoionico. L'estrazione della resistenza di contatto al variare della temperatura, ha permesso di ricavare un'altezza per la barriera Schottky Al/CdTe di circa 0.7 eV;

- l'analisi dei transistori di corrente inversa attraverso il CAM che tiene conto della formazione di carica spaziale che riduce il campo elettrico al catodo e con la conseguente formazione di un *dead layer* nel rivelatore. La densità dei difetti N_t contenuta nel parametro β ed il tempo di *detrapping* τ dei centri accettori profondi sono attivati termicamente. Quindi, lo studio in temperatura ha permesso di estrarre l'energia di attivazione del parametro β/τ sia in condizioni di buio che sotto irraggiamento con ^{109}Cd , rispettivamente pari a 0.72 e 0.87 eV.

Gli stessi rivelatori, successivamente (Capitolo 3), sono stati sottoposti allo studio delle proprietà spettroscopiche nel range 22 – 122 keV, evidenziando quanto segue:

- una risoluzione energetica (FWHM) in condizioni ottimali di funzionamento (-1000 V, -25 °C) per il rivelatore da 2.0 mm pari 6.1 % a 22.1 keV, del 2.5 % a 59.5 keV e del 1.9 % a 122 keV;
- una buona stabilità in una finestra temporale di 10 ore a -1000 V e -25 °C;
- lo studio della degradazione temporale in termini di calibrazione (andamento del centroide dei picchi di energia) ha indicato una maggiore degradazione delle righe X di bassa energia a causa del maggiore assorbimento in prossimità del catodo dove prima si forma il *dead layer*. L'analisi in temperatura dell'andamento del centroide ha permesso di ricavare un'energia di attivazione dei centri accettori compresa tra 0.89 e 0.98 eV.

L'irraggiamento del catodo nel range 22 – 122 keV ha fornito, attraverso sia il modello elettrico che quello spettroscopico, energie di attivazione superiori rispetto a quelle ottenute attraverso il modello elettrico in dark, le cui differenze sono da imputare allo spostamento dei livelli di quasi Fermi.

I predetti rivelatori (Capitolo 4) sono stati sottoposti allo studio delle proprietà elettro-ottiche nell'ambito di una collaborazione con il gruppo di Ottica e Semiconduttori dell'Istituto di Fisica della Charles University di Praga. La quale ha permesso un periodo di permanenza all'estero di circa cinque mesi grazie alla supervisione del Prof. Jan Franc e del Prof. Roman Grill rispettivamente direttore dell'Istituto e capo del gruppo di Semiconduttori per Optoelettronica.

In particolare sono state svolte misure di transitorio di fotocorrente al variare della lunghezza d'onda e le misure dell'effetto Pockels in dark e sotto irraggiamento del catodo con lunghezze d'onda dal visibile al vicino infrarosso (700 – 900 nm).

I dati ancora sotto studio hanno evidenziato quanto segue:

- i meccanismi di trasporto diversi al variare della profondità di penetrazione della lunghezza d'onda incidente; con variazioni sia sulla corrente che sul profilo del campo elettrico;
- l'analisi dei transienti di corrente inversa al variare della temperatura ha permesso di ricavare l'energia di attivazione dei centri accettori prossima a 0.6 V;
- dall'analisi dell'evoluzione temporale del campo elettrico attraverso le mappe Pockels si è individuata la presenza di carica spaziale con concentrazione pari a 10^{11} cm^{-3} che scherma il potenziale elettrico al catodo riducendo il campo elettrico a zero e creando un *dead layer* nel rivelatore. Il modello utilizzato non ha tenuto conto della periodicità nella radiazione trasmessa. Tuttavia risulta necessario tenere in considerazione questo aspetto per la corretta ricostruzione dell'andamento quasi lineare del campo elettrico, con il suo valore massimo all'anodo;
- dall'analisi dell'evoluzione temporale del campo elettrico all'anodo con irraggiamento del catodo è stata estratta un'energia di attivazione dei centri trappola nel range 0.5 – 0.6 eV.

Nell'ambito dello sviluppo di sistemi di rivelazione avanzati in CdTe/CdZnTe per spettroscopia ed imaging nella banda X per applicazioni ambientali, medicali ed astrofisiche i risultati delle misure elettriche su un rivelatore CdTe a 4 x 4 pixel privo di guard ring (Capitolo 5) confermano in parte i risultati ottenuti con i planari.

La caratterizzazione elettrica ha, infatti, evidenziato:

- un peggiore comportamento dei pixel periferici poiché interessati da maggiori correnti di leakage a causa della mancanza di un anello di guardia;
- il regime di conduzione è dominato dalla carica spaziale con una debole dipendenza dell'intensità di corrente dal tempo intercorso dall'applicazione della tensione in seguito alla minore dinamica dell'evoluzione temporale della corrente rispetto al rivelatore planare;
- l'altezza di barriera della giunzione Schottky p-CdTe/Al di circa 0.7 eV, estratta attraverso il modello di emissione termoionica;

- l'analisi dei transistori di corrente inversa al variare della temperatura attraverso il CAM ha permesso di estrarre un'energia di attivazione nel range 0.73 – 0.96 eV.
- l'utilizzo del modello di analisi numerica proposto da Nespurek e Sworakowski in condizioni di SCLC e in polarizzazione inversa ha permesso di estrarre una densità per i centri trappola di 10^{12} cm^{-3} con uno spostamento del livello di Fermi nel range 0.8 – 0.9eV

Riepilogando quanto già detto, è stato presentato un'indagine sull'evoluzione temporale del comportamento elettrico, spettroscopico ed elettro-ottico di rivelatori in CdTe con contatto Schottky con geometrie planari e a pixel. Le attività sperimentali svolte hanno evidenziato le eccellenti abilità spettroscopiche dei rivelatori Al/CdTe/Pt e la riduzione degli effetti della polarizzazione con campi elettrici elevati e basse temperature. Sono stati investigati i meccanismi di trasporto di carica, estratta l'altezza di barriera pari a 0.7 eV ed estratti attraverso l'utilizzo di vari approcci i livelli energetici delle trappole responsabili del fenomeno della polarizzazioni nel range 0.5 – 0.9 eV.

Attività future riguarderanno, lo studio di rivelatori CdTe a pixel con particolari strutture degli elettrodi (*drift, steering*) al fine di trovare il miglior compromesso tra le proprietà di imaging e le abilità spettroscopiche in condizioni di flusso elevato.

Appendice

Lista delle Pubblicazioni Scientifiche

- [1] **L. Abbene, G. Gerardi, G. Raso, A. A. Turturici, F. Principato, S. Del Sordo** – “*Characterization of Al Schottky CdTe Detectors*” – Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE, 4636 (2011).
- [2] **F. Principato, G. Gerardi, A. A. Turturici, L. Abbene** – “*Time-dependent current-voltage characteristics of Al/p-CdTe/Pt x-ray detectors*” – Journal of Applied Physics, 112, 094506 (2012).
- [3] **F. Principato, A. A. Turturici, M. Gallo, L. Abbene** – “*Polarization phenomena in Al/p-CdTe/Pt X-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, volume 730, p. 141 (2013).
- [4] **L. Abbene, G. Gerardi, A. A. Turturici, S. Del Sordo, F. Principato** – “*Experimental results from Al/p-CdTe/Pt X-ray detectors*” – Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 135 (2013).