

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE
LAUREA SPECIALISTICA IN INGEGNERIA ELETTRONICA

STUDIO E PROGETTAZIONE DI UN CIRCUITO
INTEGRATO PER IL RILEVAMENTO DI ONDE
TERAHERTZ TRAMITE UN TRANSISTOR AD
EFFETTO DI CAMPO

LAUREANDO: *Daniele Perenzoni*

RELATORE: Prof. Andrea Neviani

CORRELATORE: Matteo Perenzoni

Padova, 24/04/2012

Alla mia Tata.

Indice

Introduzione	1
1 LE ONDE TERAHERTZ	5
1.1 Caratteristiche ed applicazioni	5
1.2 Sensori	12
1.2.1 Detector diretti	13
1.2.2 Detector ad eterodina	15
1.3 Sorgenti	17
1.4 Figure di merito	21
2 MODELLO DEL DETECTOR	23
2.1 Principio di funzionamento del detector	23
2.1.1 Plasma waves	24
2.1.2 Self mixing	29
2.1.3 Modello EKV	32
2.1.4 Modello del sensore	34
2.2 Potenza incidente sul pixel	38
3 PROGETTAZIONE DEL PIXEL	41
3.1 Punto di lavoro e dimensionamento	41
3.1.1 Scelta della frequenza	42
3.1.2 Dimensionamento del transistor	45
3.1.3 Polarizzazione del transistor FET	46

3.1.4	Valutazione della risposta del sensore	47
3.2	Circuito di lettura	50
3.2.1	Misura di tensione	51
3.2.2	Misura di corrente	52
3.2.3	Amplificatore di carica	53
3.2.4	Progettazione dell'OTA	56
3.3	Sistema completo	64
4	SIMULAZIONI CIRCUITALI	69
4.1	Sensore terahertz	69
4.2	OTA	75
4.3	Amplificatore di carica	79
5	MISURE	81
5.1	Setup di misura	81
6	CONCLUSIONI	87
A	INTEGRAZIONE E RUMORE	89
A.1	Rumore Termico	91
A.2	Rumore Flicker	91
B	CIRCUITO DI NON SOVRAPPOSIZIONE	93
	Bibliografia	95

INTRODUZIONE

Questa tesi presenta la progettazione e realizzazione di un sensore per onde Terahertz avvenuta all'interno di un tirocinio svolto presso il gruppo SOI (Smart Optical sensors and Interfaces) della la Fondazione Bruno Kessler. Il gruppo si occupa di sensori di immagine ed in particolare di visione multispettrale, fra cui lo studio dell'imaging Terahertz. Il progetto del sensore dovrà quindi essere finalizzato all'inserimento all'interno di una matrice e per questo è necessario conoscere a fondo il comportamento del singolo rilevatore, corrispondente ad un singolo pixel dell'imager, che dovrà essere ottimizzato in termini di consumo di potenza e di area. Infatti il suo consumo dovrà essere minimo, mentre la sua dimensione dovrà essere quadrata nel caso di una matrice bidimensionale e rettangolare nel caso di una matrice lineare. Questo lavoro si pone diverse finalità, in primis lo studio di un singolo pixel Terahertz basato su un transistor MOSFET accoppiato con un'antenna, in secondo luogo la progettazione ottimizzata del rilevatore ed infine la realizzazione dello stesso per poter testarne il corretto funzionamento.

Le radiazioni Terahertz sono delle onde elettromagnetiche con frequenza fra i $300GHz$ e i $3THz$ che hanno delle particolari proprietà nell'interazione con la materia, caratteristica che le rende funzionali in diverse applicazioni, fra cui la sicurezza. Negli ultimi anni infatti vi è stata la necessità di intensificare i controlli negli aeroporti, dove è necessario garantire flussi di persone e merci sempre più numerosi, mantenendo al contempo un grado elevato di sicurezza. Ad oggi non esistono prodotti in grado di soddisfare a pieno tali

requisiti; i body-scanner ad esempio non sono efficienti in quanto ritardano le operazioni di imbarco. In questo ambito una telecamera Terahertz sarebbe più funzionale poiché garantirebbe un'immediata scansione della persona.

Un sistema di visione THz inoltre può essere impiegato in medicina per lo studio di nuove tecniche in grado di diagnosticare il cancro della pelle direttamente sul paziente.

Queste onde elettromagnetiche nonostante le loro svariate applicazioni, fino a pochi anni fa, non erano ancora state caratterizzate a causa della carenza di strumentazione in grado di generarle e rilevarle; di recente però vi è stato un notevole incremento di componenti e strumentazioni che ne hanno permesso lo studio.

In questa tesi verranno analizzati due articoli sul rilevamento THz tramite FET che sono basati su due diversi principi: la teoria delle Plasma Waves in regime non risonante[1] e la teoria del Self Mixing[2]. Il primo dimostra come gli elettroni del canale formato in un transistor MOSFET, si possano modellare come un fluido poco profondo che, eccitato tramite un'onda elettromagnetica nelle frequenze Terahertz, genera una tensione proporzionale alla potenza della radiazione incidente. Mentre il secondo dimostra che il fenomeno del Self Mixing, generalmente indesiderato in applicazioni di telecomunicazioni, può essere sfruttato per il rilevamento delle onde Terahertz. Le due teorie, considerando alcune ipotesi semplificative, hanno risultati equivalenti.

Utilizzando il modello EKV del transistor, verrà costruito un modello alternativo a quelli studiati, ma in grado di fornire una descrizione del fenomeno mettendo in evidenza i parametri progettuali più importanti per un MOSFET che sono la larghezza W e la lunghezza L . Tale studio permetterà di individuare i valori ottimali per questi parametri, in modo da ottenere un rapporto segnale rumore sufficiente per operare in assenza di illuminazione. Il modello verrà confrontato con quello realizzato attraverso la teoria delle plasma waves e con le simulazioni BSIM del transistor per essere poi validato.

Un pixel non è composto solamente dal sensore, ma anche da un circuito che permette la lettura della grandezza generata dal rilevatore. Il detector sviluppato può generare una corrente o una tensione proporzionale alla potenza dell'onda incidente e per questo sono stati sviluppati due circuiti di lettura. Il primo, sensibile alla corrente, è formato da un amplificatore di carica a basso consumo ed integrabile nel pixel per ottenere una matrice bidimensionale; mentre il secondo, sensibile alla tensione, è composto da un amplificatore a basso rumore, realizzato cercando di limitarne la dimensione ed è adatto ad una matrice lineare a causa della sua forma rettangolare.

Il pixel progettato è stato fabbricato in tecnologia CMOS $0.35\mu m$ High Voltage di AMS ed è stato caratterizzato in laboratorio, verificandone il corretto funzionamento.

Il primo capitolo fornisce una panoramica generale delle onde Terahertz, evidenziandone le applicazioni, i sensori maggiormente studiati, le sorgenti e le figure di merito che descrivono il comportamento del rilevatore. Il secondo invece illustra la progettazione del detector, partendo dalle teorie delle plasma waves e del self mixing. Il terzo descrive la progettazione del sensore e dei circuiti di lettura. Il quarto capitolo ha come obiettivo la verifica del sensore e del circuito di lettura attraverso le simulazioni. Infine il quinto mostra i risultati del test sul dispositivo.

Capitolo 1

LE ONDE TERAHERTZ

In questo capitolo si effettuerà una panoramica generale sulle onde Terahertz e sulle figure di merito che caratterizzano i dispositivi rilevatori. Nel paragrafo 1.2 verranno illustrati i sensori, nel paragrafo 1.3 le sorgenti terahertz, nel paragrafo A verrà introdotto il rumore e il concetto di integrazione del rumore e infine nel paragrafo 1.4 verranno illustrate le figure di merito principali per un detector.

1.1 Caratteristiche ed applicazioni

La parola Terahertz definisce un'unità di misura dove Tera sta per 10^{12} e Hertz è l'unità di misura della frequenza. Con il simbolo THz si comprendono quindi tre decadi: 10^{12} , 10^{13} e 10^{14} . Nello spettro elettromagnetico le bande di frequenza note hanno dei nomi ben precisi come microonde o ultravioletto; fra queste bande c'è una gamma di frequenze poco esplorate che prende il nome proprio dalla sua unità di misura: Terahertz. Nella storia della tecnologia, la prima definizione di onde Terahertz è stata utilizzata per definire lo spettro di un interferometro di Michelson [3]. Ad oggi queste onde fanno parte della gamma di frequenze compresa fra le microonde e l'infrarosso, si tratta dunque di frequenze fra 300GHz e 3THz (fig.1.1.1) dove la lunghezza

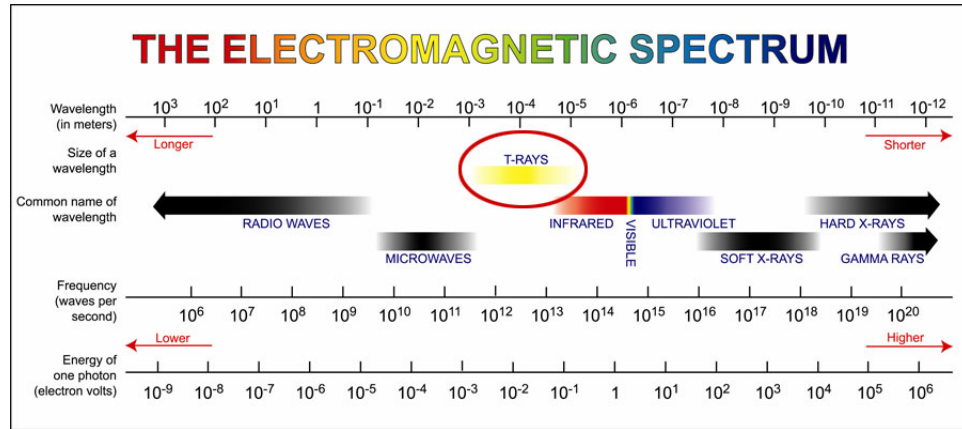


Figura 1.1.1: Spettro elettromagnetico, con in evidenza il range di frequenze denominate T-Ray o raggi Terahertz

d'onda è compresa fra il 1mm e i $100\mu\text{m}$ [4]. In realtà il limite fra onde Terahertz e raggi infrarossi non è ancora ben definito; infatti in alcuni articoli la gamma fra 3THz e 10THz viene compresa nelle radiazioni Terahertz [5], mentre in altri viene chiamata "Lontano Infrarosso"¹ [6].

Questa regione di spettro elettromagnetico è ancora poco sfruttata perché lavorando in un regime quasi-ottico i fotoni hanno un'energia troppo bassa per essere rilevati tramite effetto fotoelettrico e le frequenze sono troppo elevate per le tecniche utilizzate in microonde.

Un altro problema concernente questo tipo di radiazioni è dato dall'attenuazione atmosferica (fig.1.1.2) e dallo scattering dovuto ad alcune particelle atmosferiche come l'acqua. Per questo sono stati introdotti dei modelli matematici riguardanti l'attenuazione atmosferica delle onde Terahertz, che dimostrano come essa dipenda principalmente dalla concentrazione di vapore acqueo; risultati simili si ottengono per polveri o altri tipi di piccole particelle atmosferiche [8].

¹Non esiste una definizione univoca di Lontano Infrarosso (o Far-IR). Solitamente si intende la regione di spettro elettromagnetico con lunghezze d'onda comprese fra $20\text{-}40\mu\text{m}$ e $200\text{-}350\mu\text{m}$, ma gli estremi (soprattutto quello a bassa frequenza) sono stati modificati con lo studio delle onde Terahertz.

1.1. CARATTERISTICHE ED APPLICAZIONI

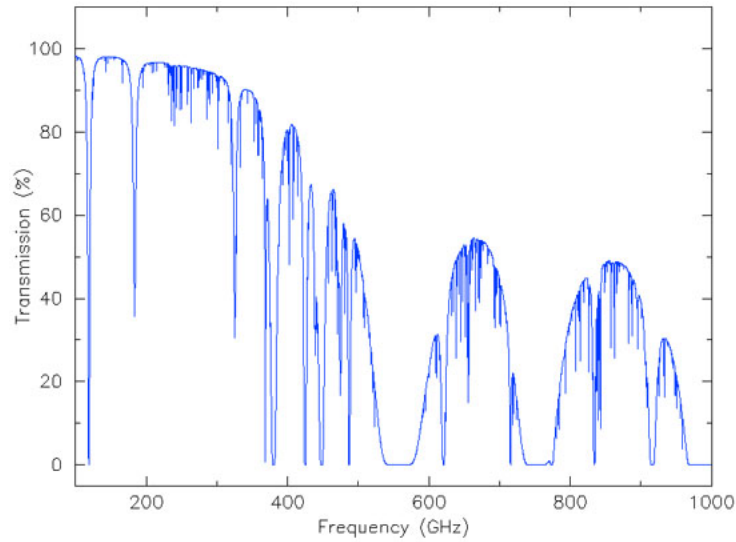


Figura 1.1.2: Spettro di trasmissione fino a 1 THz misurata nel sito di Mauna Kea, con 0.2 mm di umidità percepibile [7]

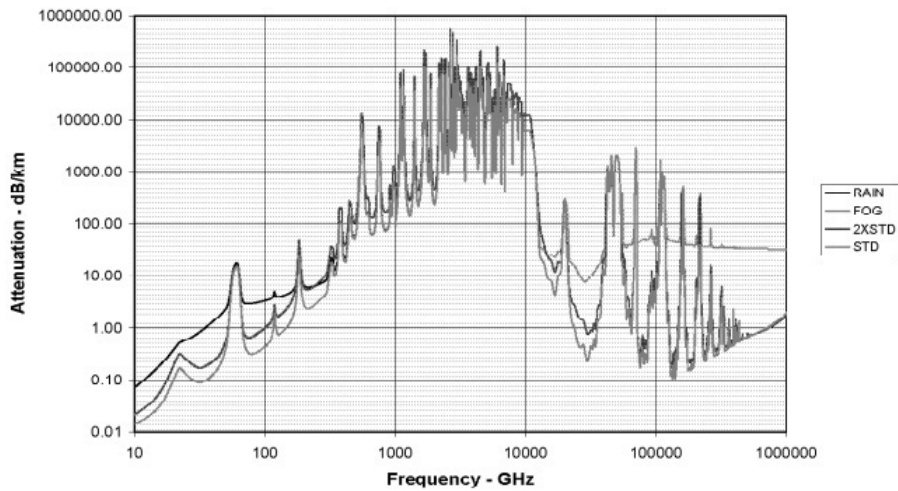


Figura 1.1.3: Attenuazione delle onde elettromagnetiche dovuta all'atmosfera terrestre sul livello del mare, calcolato a diverse condizioni climatiche [9]

Per molto tempo i principali campi di applicazione per queste frequenze sono stati la spettroscopia ad alta risoluzione² e il telerilevamento³ che hanno permesso ad astronomi, chimici e altri scienziati di creare una mappa delle emissioni di molte molecole.

Dal punto di vista ottico, le onde Terahertz con lunghezza d'onda compresa fra $1mm$ e $100\mu m$, corrispondono ad un flusso di fotoni con energia compresa tra $1,2$ e $12,4meV$; un corpo nero in grado di generare fotoni con un picco tale, dovrebbe avere una temperatura compresa fra $14-140K$. Questo è uno dei motivi per cui le prime applicazioni delle onde Terahertz sono avvenute in ambito astronomico: infatti le onde elettromagnetiche emesse dalla polvere interstellare a $30K$ e dal background cosmico a $2,7K$, sono radiazioni con lunghezze d'onda comprese fra i $2mm$ e i $100\mu m$ [10]. È stato studiato dalla NASA che circa il 98% dei fotoni emessi dal Big Bang sono nella banda Terahertz e “lontano Infrarosso” [6]. Questo tipo di rilevamento permette di stimare l'età delle galassie; infatti quelle più giovani presentano emissioni nelle frequenze del lontano infrarosso, quelle più vecchie nel Terahertz. Inoltre conoscendo lo spettro di emissione delle molecole in questa gamma di frequenze, è possibile determinare da quali materiali e in che quantità sono composti i corpi stellari. Le onde Terahertz hanno permesso infine, se utilizzate nell'osservazione dei pianeti del sistema solare, di valutarne non solo la composizione atmosferica, ma anche la formazione e l'evoluzione[4].

I raggi Terahertz sono utilizzati anche per lo studio della composizione degli strati atmosferici della terra, soprattutto negli strati più esterni, dove la temperatura è compresa tra le decine e centinaia di gradi Kelvin. Ad esempio permettono di valutare la composizione, la concentrazione e la reattività dei gas presenti nella stratosfera e di monitorare la riduzione dell'ozono, il

²Si tratta dello studio dell'interazione della materia con le onde elettromagnetiche. La spettroscopia fornisce una mappa dell'assorbimento o della riflessione delle onde in funzione della loro frequenza.

³Il telerilevamento consiste nella misura, l'analisi e l'identificazione di un oggetto, senza entrarne in contatto, attraverso lo studio delle onde elettromagnetiche da esso emesse o riflesse.

riscaldamento globale e l'inquinamento [4].

Le applicazioni delle onde Terahertz non riguardano solo l'ambito astronomico, ma trovano spazio anche in biologia, medicina, ingegneria, ecc. Ad esempio in fisica permettono il controllo della fusione con confinamento magnetico del plasma: infatti misurandone la radiazione Terahertz con un detector a banda stretta lungo la sua linea radiale, è possibile ottenere la temperatura del nucleo e il profilo di temperatura lungo il raggio del plasma[11].

Anche nell'ambito delle trasmissioni radio, se non vi fosse il problema dell'elevata attenuazione atmosferica, si trarrebbero dei grandi benefici dall'utilizzo di queste frequenze, come l'aumento della banda disponibile. Tuttavia sarebbe possibile utilizzare trasmissioni radio nella gamma Terahertz per comunicazioni tra satelliti, garantendo lo scambio di grandi quantità di informazioni utilizzando antenne molto piccole.

Una delle applicazioni più interessanti è sicuramente la spettroscopia nel dominio del tempo (THz-TDS THz-Time Domain Spettroscopy). Questo tipo di sistema prevede un illuminatore (o sorgente) e un detector che rileva l'onda riflessa o trasmessa attraverso un campione. La THz-TDS permette una rilevazione coerente che misuri sia la fase che l'ampiezza dell'onda Terahertz, dando quindi tutte le informazioni per determinare la costante dielettrica complessa del materiale esaminato; inoltre è possibile valutare da quali materiali è composto un campione, in base allo spettro ottenibile con una misura di TDS [12]. In questo ambito sono stati sviluppati sistemi estremamente veloci in grado di rilevare vari tipi di gas in pochi millisecondi [13]. Come già spiegato in precedenza, una particolarità delle onde Terahertz si manifesta nell'interazione con le particelle d'acqua (fig.1.1.4), infatti esse vengono attenuate in funzione della concentrazione di acqua presente nel campione che si sta analizzando [14]. Altre tecniche consolidate utilizzate per valutare il contenuto d'acqua di un tessuto o materiale, presentano alcuni svantaggi: ad esempio la distruzione del campione oppure la scarsa ac-

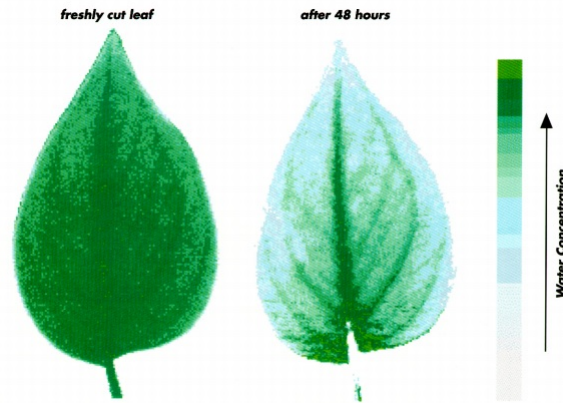


Figura 1.1.4: Variazione della concentrazione di acqua in una foglia appena staccata dall'albero e della stessa dopo 48 ore [12]

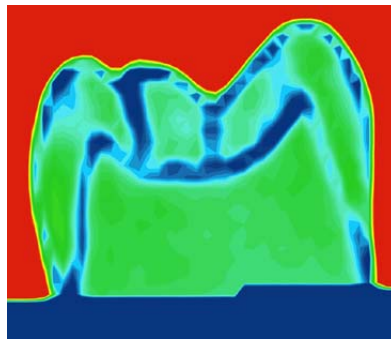


Figura 1.1.5: Dente visto tramite T- ray imaging [4]

curatezza della misura. La misura tramite T-Ray, non prevedendo il contatto con l'oggetto, non ne modifica la struttura, non è distruttivo, è ripetibile ed inoltre permette una misurazione puntuale e non mediata[14].

L'utilizzo delle onde Terahertz nelle applicazioni mediche per esami non invasivi e nella valutazione di materiali biologici (1.1.5) o elettronici è possibile anche grazie alle sorgenti attualmente disponibili. Esse infatti hanno picchi di potenza nell'ordine di grandezza dei microwatt e picchi di energia nei femtojoule, questo le rende funzionali in quanto prevengono dalla distruzione e dal danneggiamento il soggetto od oggetto in esame.

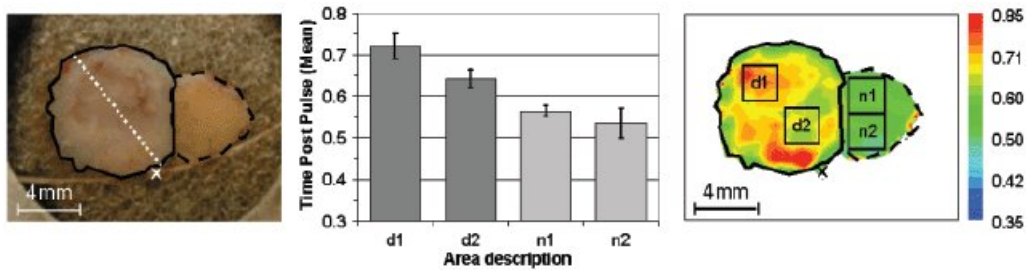


Figura 1.1.6: Immagine di un campione con melanoma (linea continua) e sano (linea tratteggiata) e differenza di assorbimento terahertz [16].

In particolare in medicina è stata studiata la possibilità di riconoscere i tumori della pelle tramite imaging Terahertz direttamente sul paziente (fig. 1.1.6). Attualmente invece gli esami sono effettuati in vitro e richiedono l'asportazione di campioni di pelle, essi permettono di distinguere non solo la pelle sana da quella malata, ma anche i diversi tipi di tumori [15]. Questa nuova applicazione invece se attuata risulterebbe più rapida e meno invasiva per il paziente, riducendo di molto i tempi di diagnosi [16].

Un altro campo di applicazione del Terahertz imaging è la sicurezza pubblica perché queste onde hanno la proprietà di oltrepassare indumenti e quindi rilevare la presenza di armi nascoste oltre che alcuni tipi di esplosivi (fig. 1.1.7). Infatti è stato dimostrato che lo spettro di assorbimento nel range fra 500GHz e 2.5THz delle sostanze esplosive, è univocamente identificabile [17].

Per poter studiare e sviluppare tutte queste applicazioni, è necessario disporre di due tipologie di strumenti: i sensori e le sorgenti. Per questo i maggiori studi in questo ambito di ricerca sono orientati verso la realizzazione di questi componenti.



Figura 1.1.7: Borsetta contenente un'arma vista tramite raggi Terahertz [18]

1.2 Sensori

Attualmente esiste una vasta varietà di sensori Terahertz, questi si possono suddividere in due macro categorie: rivelatori coerenti, detti anche ad eterodina e rivelatori non coerenti, detti anche diretti. Il principio su cui si basano i rivelatori coerenti è quello della supereterodina, cioè la conversione della frequenza ricevuta in una più bassa, che risulta più facilmente elaborabile. Questi tipi di detector a differenza di quelli diretti sono caratterizzati dalla capacità di rilevare non solo l'ampiezza del segnale incidente ma anche la fase. Un'altra caratteristica che li distingue è la banda di frequenze che sono in grado di rilevare. I detector diretti infatti sono solitamente dei sistemi a banda larga, mentre i detector ad eterodina lavorano principalmente su bande più strette [19]. Essi infatti per elaborare il segnale lo convertono ad una frequenza più bassa, quindi sia la conversione che l'elaborazione sono sintonizzate ad una frequenza ben precisa. Questo non avviene nei detector diretti.

1.2.1 **Detector diretti**

Di seguito una breve descrizione dei più comuni sensori Terahertz diretti presenti in letteratura e in commercio:

- **Golay Cell:** è un tipo di detector elettro-acustico impiegato inizialmente nel rilevamento di radiazioni infrarosse, ma successivamente utilizzato anche per le radiazioni Terahertz[20]. Il principio di funzionamento è basato sull'assorbimento della radiazione da parte di una membrana, che provoca il riscaldamento di un gas contenuto in una cavità; questa presenta una parete trasparente da una parte e da una membrana deformabile sul lato opposto. Il gas si espande a causa del riscaldamento e deforma la membrana la quale, nel lato opposto al gas, è illuminata da una sorgente. La luce riflessa viene rilevata da un fotodiodo e varia in funzione dell'intensità della radiazione incidente[21]. Detector Terahertz basati su questo principio si possono trovare già in commercio.
- **Detector Piroelettrici:** sono detectors basati su cristalli polari, così definiti a causa della loro spontanea polarizzazione (gli elementi che li compongono hanno un momento elettrico di dipolo orientato verso un asse del cristallo). Il cristallo è contenuto fra due elettrodi in modo tale che la polarizzazione sia in direzione perpendicolare a questi, creando così un condensatore con delle cariche distribuite dovute ai d poli del cristallo. Quando la radiazione incidente colpisce uno dei due elettrodi, progettato per assorbire meglio la radiazione, il cristallo si riscalda. Questo provoca una riduzione della polarizzazione spontanea e di conseguenza una variazione di carica sulle armature della capacità. La variazione viene rilevata tramite un circuito di lettura esterno [22].
- **Bolometri:** sono dispositivi che variano la loro resistività in base alla variazione di temperatura dovuta all'assorbimento della radiazione elettromagnetica incidente. Generalmente il bolometro è composto da

uno strato sottile di metallo o da un semiconduttore sul quale viene depositato del materiale in grado di assorbire la radiazione incidente. Questa struttura è solitamente sospesa rispetto al substrato e mantenuta in condizione di vuoto per garantire un elevato isolamento termico. Quando la radiazione elettromagnetica colpisce il bolometro, la sua temperatura aumenta; se lo strato è metallico la resistenza aumenta, mentre se è semiconduttore diminuisce. Se si misura la corrente, applicando una tensione costante, è possibile stimare la potenza dell'onda elettromagnetica incidente[23]. Alcuni tipi di bolometri richiedono di essere raffreddati a temperature criogeniche e questo comporta un sostanziale miglioramento delle figure di merito dei dispositivi, ma ne aumenta il costo e la complessità.

- **FET (Field Effect Transistor)**: questi sensori sono basati su FET, polarizzati in modo da mantenere formato il canale di elettroni sotto il gate che, se eccitato da una radiazione Terahertz, forma delle onde di plasma. Queste determinano una variazione di tensione misurabile fra drain e source [24]. Questa tecnica verrà discussa e illustrata nei capitoli successivi.

Come ogni radiazione, le onde Terahertz hanno una duplice natura: ondulatoria e corpuscolare. Per quanto riguarda la natura ondulatoria, su cui si basano i rilevatori FET, il problema nel rilevamento di queste frequenze è dovuto al limite della velocità dei dispositivi. Mentre osservando la natura corpuscolare, l'effetto fotoelettrico non avviene a causa della bassa energia dei fotoni Terahertz, che si confondono con i fononi dei materiali utilizzati per il rilevamento. Inoltre nei dispositivi più piccoli è necessario accoppiare il segnale con delle antenne, che permettono di convogliare le onde Terahertz nei sensori anche se questi sono molto più piccoli rispetto alla lunghezza d'onda [25].

1.2.2 Detector ad eterodina

In questo tipo di detector, il segnale Terahertz viene trasdotto e fatto passare attraverso un elemento elettronico non lineare (mixer) con un segnale a frequenza costante, il risultato è un'onda che ha frequenza pari alla somma e alla differenza di quelle degli ingressi. Si ottiene perciò, filtrando la parte ad alta frequenza, un segnale a frequenza intermedia che può essere elaborato tramite un circuito. Un ricevitore di questo tipo si può suddividere in due blocchi fondamentali: un front-end e un back-end.

Il front-end è la parte che effettua la conversione dell'onda Terahertz alla frequenza intermedia ed è composta da un mixer nel quale vengono convogliate l'onda Terahertz da rilevare e quella di riferimento, generata da un oscillatore locale; le due onde sono accoppiate e ridirette sul mixer tramite delle ottiche. Il segnale così ottenuto avrà frequenza pari alla somma e alla differenza delle onde in ingresso. La componente a frequenza più alta avrà un ordine di grandezza troppo elevato e verrà filtrata, mentre quella a frequenza più bassa sarà il segnale a frequenza intermedia [26].

Il back-end è composto da un spettrometro in grado di ottenere le informazioni di ampiezza e fase dell'onda a frequenza intermedia.

In questo sistema l'elemento critico è il mixer che deve essere molto veloce, per elaborare i segnali a queste frequenze; per quanto riguarda le onde Terahertz ne esistono di diversi tipi:

- **Diodi Schottky:** questi dispositivi sono i rilevatori coerenti di onde Terahertz più diffusi e vengono utilizzati come mixer grazie alla non linearità della caratteristica tensione-corrente. Negli anni '80 venivano utilizzati a temperature attorno ai 4K, per ridurre il rumore termico (prevalente nel processo di mixing per il rilevamento delle onde Terahertz). Attualmente vengono utilizzati a temperatura ambiente e sono costruiti con tecnologie planari su guide d'onda, con dei semiconduttori ad eterostruttura che li rendono in grado di operare fino ai 25THz[19].

- **SIS (Superconductor-Insulator-Superconductor)**: Questo tipo di sensori sono formati da giunzioni tunnel consistenti in un sottile strato di isolante fra due superconduttori. Il principio di funzionamento è basato sul tunnel foto-assistito dei portatori attraverso l'isolante[26]. Questi rilevatori sono usati prevalentemente in applicazioni astronomiche a causa del loro costo molto elevato e sono fra i detector più sensibili nelle frequenze tra 300 e 700 GHz. Però presentano anche degli svantaggi in quanto a frequenze maggiori aumenta il loro rumore intrinseco e per funzionare richiedono di essere raffreddati a temperature inferiori a 1K[19].
- **HEB (Hot Electron Bolometer)**: sono dei bolometri, cioè dei detector termici detti square-law⁴. Questi bolometri sono formati da due pad di metallo, interconnessi tramite un piccolo strato di superconduttore; i primi funzionano come dissipatori di calore e il secondo ha la funzione di assorbire la radiazione variando la propria resistività. Questi dispositivi funzionano solo se raffreddati a temperature inferiori a 10K poiché a queste temperature l'interazione tra i fotoni e il superconduttore, produce degli "elettroni caldi" (Hot Electron). A differenza dei bolometri convenzionali, il tempo di risposta è estremamente rapido (nell'ordine di qualche pico-secondo) e questo permette l'utilizzo di tali dispositivi come mixer alle frequenze Terahertz[27].

A differenza dei rilevatori diretti i sistemi per i sensori ad eterodina hanno un elemento supplementare che consiste in un vero e proprio generatore di onde Terahertz di frequenza prossima a quella che si vuole rilevare.

⁴Non seguono il segnale dell'oscillatore locale e il campo elettrico istantaneamente, ma reagiscono al quadrato della somma dei campi.

1.3 Sorgenti

Un altro importante ambito in cui la ricerca sta spendendo numerose risorse è quello della generazione delle radiazioni Terahertz, che risulta però essere molto complesso a causa di diversi fattori limitanti. Per quanto concerne i componenti a semiconduttore ad esempio, le frequenze massime ottenute tramite i migliori componenti a stato solido, raggiungono al massimo i $300GHz$. L'energia dei fotoni che, a queste frequenze è nell'ordine dei milli-eV, nei laser a semiconduttore è comparabile con quella dei fononi, non è possibile quindi, a temperatura ambiente, controllare l'emissione come avviene nel visibile. Invece considerando le sorgenti costituite da tubi a vuoto esse richiedono densità di corrente, campi elettrici e magnetici elevati; inoltre si presentano molti problemi di scaling e perdite nei conduttori.

Nonostante questi limiti fisici però, sono state sviluppate delle sorgenti Terahertz in grado di emettere radiazioni nella banda fra $300GHz$ e $10THz$, con potenze comprese tra $100nW$ e poche decine di milli-watt, come ad esempio:

- **Backward wave oscillator:** Sono una tipologia di tubi elettronici a vuoto⁵ dove la radiazione prodotta è il risultato dell'interazione fra un fascio di elettroni e un'onda elettromagnetica che si propagano in senso opposto. Gli elettroni sono prodotti da un catodo ad alta temperatura e vengono accelerati da un campo elettrico costante; sono poi collimati tramite dei magneti e transitano sopra ad una griglia di metallo. Il campo elettrico longitudinale subisce una modulazione spaziale causata dalla griglia metallica che provoca una modulazione dell'energia degli elettroni. La perturbazione provoca anche una variazione della posizione degli elettroni che si raggruppano periodicamente lungo la direzione longitudinale e questo innesca un'onda elettromagnetica

⁵Detti più comunemente valvola termoionica, sono i primi componenti elettronici attivi realizzati.

superficiale. Se la velocità del fascio di elettroni corrisponde alla velocità di fase dell'onda prodotta, l'energia cinetica degli elettroni viene trasferita all'onda elettromagnetica. Poiché la velocità di gruppo dell'onda di superficie ha direzione opposta rispetto alla velocità di fase, l'energia trasferita all'onda elettromagnetica viene trasportata ed amplificata in senso opposto rispetto al fascio di elettroni. La frequenza dell'onda prodotta è determinata dalla velocità degli elettroni che può essere modificata variando la polarizzazione di anodo e catodo. Una guida d'onda accoppiata alla cavità, permette la fuoriuscita dell'onda elettromagnetica. Questo tipo di sorgenti riesce a coprire da 35GHz a 1THz , con potenze rispettivamente di $\sim 100\text{mW}$ scendendo fino a $\sim 1\text{mW}$ [22].

- **Laser a Gas nell'infrarosso lontano (Far Infrared Laser):** L'emissione Terahertz di questo tipo di laser è causata dalla transizione degli stati rotazionali-vibrazionali delle molecole di gas, sia di base (a temperatura ambiente) che eccitati[28]. I gas utilizzati principalmente in questo tipo di laser sono: CH_3OH , NH_3 , CH_3OH , CH_2F_2 , CH_3OH , CH_3Cl e CH_3I , mentre le frequenze di emissione partono da 0.245THz fino a 8THz , con potenze da circa 10mW fino a 200mW [22].
- **Laser a cascata quantica (Quantum Cascade Laser):** è un laser a semiconduttore e ad eterostruttura formato da numerosi strati di differenti semiconduttori con spessori nanometrici posti in una struttura periodica. Questo forma una serie di quantum well⁶ che causano la divisione delle bande di valenza e di conduzione in una serie di mini-bande molto vicine ($\sim 100\text{meV}$) separate da mini-gap molto simili fra loro. Gli elettroni vengono iniettati da una struttura che impedisce la ricombinazione, ad un'altra con bande che permettono l'emissione della radiazione THz(fig.1.3.1). Successivamente si ripresenta la struttura

⁶Quantum Well: buca di potenziale di spessore nanometrico dove, a causa della dimensione, gli elettroni confinati hanno dei livelli di energia discreti e non più continui.

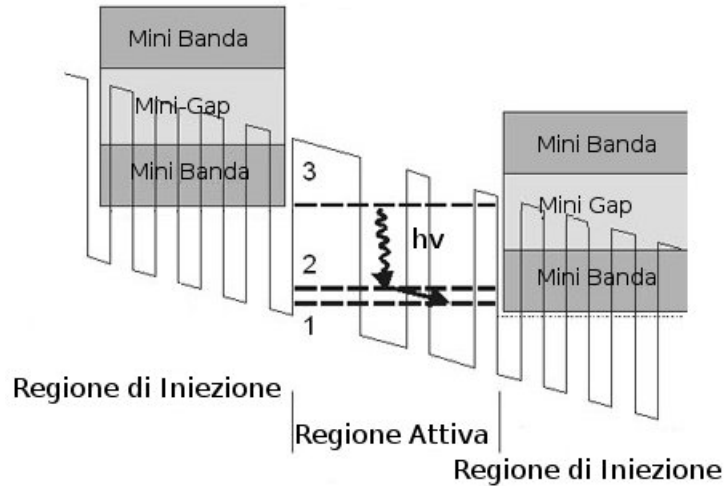


Figura 1.3.1: Sezione della struttura a bande del laser a cascata quantica

di iniezione dove il potenziale applicato permette di sfruttare gli stessi elettroni per più emissioni.

- **Laser al Germanio di tipo P (P-Type Germanium Laser):** questo dispositivo è un laser a semiconduttore (Germanio) drogato con atomi di Berillio. Questo tipo di laser è raffreddato a $40K$, mentre il semiconduttore è sottoposto ad un campo magnetico elevato ($\simeq 1T$). Le lacune vengono pompate elettricamente ad un livello energetico maggiore rispetto all'energia dei fononi emessi tramite scattering. Si forma così un'inversione di portatori ad un livello intermedio, chiamato livello di Landau⁷. La radiazione Terahertz è generata dalla transizione stimolata dal livello di Landau ad un livello inferiore. L'emissione Terahertz è quindi impulsata con impulsi di durata nell'ordine di alcuni microsecondi, la potenza media generata è nell'ordine di alcuni watt e la frequenza Terahertz è sintonizzabile fra 1 e $4THz$ [22].

⁷Livelli di Landau: una particella confinata e sottoposta ad un campo magnetico, ha solo un numero discreto di livelli energetici disponibili, questi sono chiamati livelli di Landau[29].

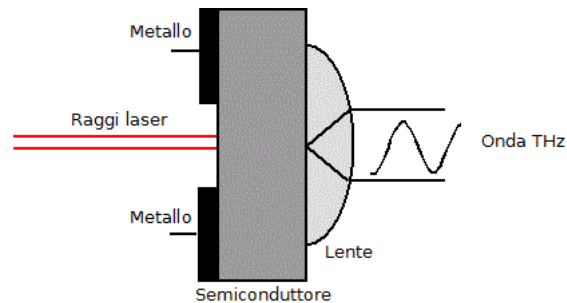


Figura 1.3.2: Principio di funzionamento del fotomixing

- **Photomixing:** La parola photomixing deriva dall'abbreviazione di photoconductive mixer (mixer fotoconduttivo), infatti l'elemento chiave di questo tipo di sorgente è un mixer, tipicamente una giunzione metallo-semiconduttore. Questo viene illuminato tramite due laser continui, a singolo modo e con due frequenze vicine tra loro (fig.1.3.2). I due fasci laser vengono convogliati su di un beam combiner, che indirizza i due fasci sovrapposti sull'elemento attivo. L'onda risultante avrà due battimenti: uno con frequenza pari alla differenza di emissione dei due laser e uno con frequenza pari alla somma. Nella zona attiva del semiconduttore, sottoposto ad una tensione costante, l'onda incidente provocherà la generazione di coppie elettrone-lacuna, generando così una corrente che oscillerà con frequenza pari alla differenza delle frequenze dei due laser. La componente con frequenza pari alla loro somma non verrà modulata, perché avrà un periodo molto più breve del tempo di ricombinazione fra elettroni e lacune[30].
- **Lampade a scarica ai vapori di mercurio:** Le lampade a scarica emettono radiazioni elettromagnetiche grazie al plasma di gas ionizzato tramite differenza di potenziale. Le lampade a vapori di mercurio in particolare emettono nello spettro Terahertz con potenze da 10 a $100\mu W$ in base alla frequenza e sono delle sorgenti continue e a banda larga.[31]

1.4 Figure di merito

Per valutare quanto il rumore influisca nella lettura di un segnale, si utilizzano delle figure di merito. In special modo per i sensori ne esistono alcune in grado di dare una stima dell'influenza del rumore rispetto alla potenza della grandezza incidente, indipendentemente dalla sua natura. Le figure di merito più importanti sono la responsività e la Noise Equivalent Power (NEP). La responsività mette in relazione la potenza incidente P_0 con la grandezza elettrica che si andrà a misurare (tensione V_s o corrente I_s). Questo permette di stimare la migliore condizione per cui il sensore riesce a generare la grandezza elettrica.

$$R_v = \frac{V_s}{P_0} \quad (1.4.1)$$

$$R_i = \frac{I_s}{P_0} \quad (1.4.2)$$

La responsività però non basta a determinare il miglior punto di funzionamento del dispositivo, infatti non tiene conto del rumore e quindi del rapporto segnale-disturbo. Per avere una valutazione più completa si utilizza la NEP che indica il livello di potenza incidente che produce un segnale equivalente al rumore generato dal sensore. Quindi in assoluto il valore di potenza minimo misurabile dal sensore.

$$NEP_v = \frac{V_n}{R_v} \quad (1.4.3)$$

$$NEP_i = \frac{I_n}{R_i} \quad (1.4.4)$$

Con V_n e I_n si identificano rispettivamente tensione e corrente di rumore generate dal sensore.

Capitolo 2

MODELLO DEL DETECTOR

In questa parte verrà illustrato il principio di funzionamento del detector: il paragrafo 2.1.1 illustra la teoria delle plasma waves, mentre il paragrafo 2.1.2 fornisce una breve trattazione sulla teoria del self mixing. Poi, attraverso il modello EKV del transistor, (paragrafo 2.1.3) si troverà il modello del sensore Terahertz al paragrafo 2.1.4.

2.1 Principio di funzionamento del detector

Fra i detector diretti analizzati nel paragrafo 1.2, gli unici a poter essere integrati in tecnologia CMOS sono i rilevatori a FET. Esistono due diverse teorie che spiegano in maniera indipendente come può avvenire la rilevazione della radiazione Terahertz, quella del self mixing e delle plasma waves.

Entrambe sembrano convergere verso lo stesso risultato (con le appropriate approssimazioni) anche se partono da concetti molto differenti, inoltre offrono pochi spunti per l'ottimizzazione del detector. La prima è troppo semplificata, mentre la seconda tiene in considerazione troppe variabili. In questo capitolo verranno illustrate le teorie, mostrandone i pro e i contro rispetto ad una possibile ottimizzazione del sistema.

2.1.1 Plasma waves

Con l'avvento delle tecnologie sub-nanometriche si sono aperte nuove frontiere nell'ambito della velocità dei circuiti elettronici. I dispositivi più veloci riescono a funzionare intorno ai $200 - 300GHz$, limite però ancora inferiore alle frequenze delle radiazioni Terahertz. Questo è dovuto al limite fisico imposto dal tempo che i portatori (elettrone o lacuna) impiegano a transitare nel canale di un FET, oppure ad oltrepassare la regione di svuotamento fra base e collettore di un BJT[32]. Sebbene le onde Terahertz si trovino a frequenze maggiori rispetto a questo limite, in questo paragrafo si dimostrerà la possibilità di utilizzare transistor FET per il rilevamento di queste lunghezze d'onda.

Le plasma waves sono oscillazioni della densità di elettroni nello spazio e nel tempo e le loro proprietà dipendono da tre principali fattori: la densità di elettroni, la dimensione e la geometria del sistema elettronico dove si sviluppano [33]. Il sistema che più si addice ai transistor FET è quello del 2D-Gated¹, ne consegue che le plasma waves avranno una legge di dispersione lineare come da eq.(2.1.1) con s velocità della plasma wave, \mathbf{k} vettore d'onda e ω la frequenza.

$$\omega(\mathbf{k}) = s \cdot \mathbf{k} \quad (2.1.1)$$

Il parametro s è dato dall'eq.(2.1.2)

$$s = \sqrt{\frac{q^2 n d}{m \epsilon \epsilon_0}} \quad (2.1.2)$$

dove q è la carica dell'elettrone, n il numero di elettroni nel canale, d lo spessore dell'ossido, m la massa dell'elettrone ed ϵ la costante dielettrica del semiconduttore. Utilizzando i valori delle tecnologia standard CMOS $0.35\mu m$

¹Gli elettroni nel canale di un FET sono concentrati sulla superficie di contatto fra ossido e semiconduttore, per cui possono essere visti come un gas bi-dimensionale, controllato dal gate, per questo 2D-gated.

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

da noi utilizzata ² si ottiene $s = 1.88 \cdot 10^8 \text{cm/s}$ cioè una velocità più alta della deriva degli elettroni nel canale, la quale ha come massimo la saturazione della velocità dei portatori, pari a circa $1 \cdot 10^7 \text{cm/s}$. Per comprendere meglio questo concetto è possibile utilizzare l'analogia con l'acqua poco profonda [34] dove, se si producono delle onde, esse si muovono ad una velocità molto più alta dell'acqua.

La concentrazione di elettroni nel canale di un MOSFET si calcola tramite l'approssimazione del canale graduale in eq.(2.1.3)

$$n_e = C_{ox} \cdot \frac{V_g - V_{th}}{e} \quad (2.1.3)$$

dove C_{ox} è la capacità specifica per unità di area dell'ossido di gate, V_g è la tensione applicata all'elettrodo di gate rispetto al source del transistor ed e è la carica dell'elettrone.

In un FET con una lunghezza di canale sub-micrometrica, il canale si comporta come una cavità risonante per le plasma waves con frequenza del modo fondamentale dell'onda nel range Terahertz. Definendo τ come il tempo di rilassamento del momento di un portatore, cioè il tempo medio che impiega il portatore a perdere il momento a causa di una collisione[35], la risonanza avviene quando la condizione $1 \ll f_0 \cdot \tau$ (f_0 è la frequenza delle plasma waves) è soddisfatta. In questo caso lo smorzamento dell'onda all'interno del canale è molto bassa e la frequenza fondamentale di risonanza è data dall'eq.(2.1.4) e dalle sue armoniche dispari.

$$\omega_0 = \frac{\pi \cdot s}{2 \cdot L} \quad (2.1.4)$$

Il problema in questo caso è ottenere τ sufficientemente piccolo, infatti per il silicio a $300K$ si ha $\tau \simeq 50fs$ e ciò significa avere risonanza sopra ai $20THz$ per un transistor con $L = 0.35\mu m$. Un modo per abbassare questo parametro è operare a temperature inferiori, dove τ può raggiungere i $170fs$ ($77K$), che

²Le grandezze utilizzate sono $d = 7.5nm$ e $n = 1.7 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$

corrispondono ad una frequenza di risonanza delle plasma waves superiore a $5THz$ [36]. Per avere un'ottima risonanza però bisogna utilizzare degli HEMT³, ad esempio un InGaAs/InAlAs HEMT multicanale con $L = 200nm$ che, raffreddato a $77K$, raggiunge un $\tau = 23ps$ che comporta una risonanza per frequenze maggiori a $435GHz$ [37].

Se la condizione di risonanza non è verificata, cioè $f_0 \cdot \tau \ll 1$, la plasma wave è smorzata e il FET non è più accordato su una frequenza precisa, ma si comporta come un detector a larga banda. L'espressione generale per la concentrazione degli elettroni nel canale è data dall'eq.(2.1.5), dove C_{ox} è la capacità dell'ossido di gate per unità di area, η il fattore di idealità del transistor, $V_T = k_b T/q$ la tensione termica, q la carica dell'elettrone e V_{eff} la tensione efficace del transistor data da $V_{eff} = V_g - V_{th}$ (V_{th} è la tensione di soglia del MOSFET).

$$N = \frac{C_{ox} \cdot \eta \cdot V_T}{q} \cdot \ln \left[1 + \exp \left(\frac{V_{eff}}{\eta \cdot V_T} \right) \right] \quad (2.1.5)$$

Utilizzando l'eq.(2.1.5) nelle equazioni idrodinamiche che descrivono il comportamento 2D degli elettroni nel canale [34] ed introducendo un termine j_0 che rappresenta la corrente di perdita attraverso l'ossido di gate, si ottengono le equazioni (2.1.6) e (2.1.7), dove v è la velocità degli elettroni e $\frac{\partial V}{\partial x}$ è la componente longitudinale del campo elettrico nel canale del MOSFET.

$$v = -\frac{q \cdot \tau}{m} \frac{\partial V}{\partial x} \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} = \frac{j_0}{q} \quad (2.1.7)$$

Si ottengono così la legge di Ohm, eq.(2.1.6) e la legge di continuità eq.(2.1.7) che vengono risolte con due condizioni al contorno: la corrente di

³High Electron Mobility Transistor

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

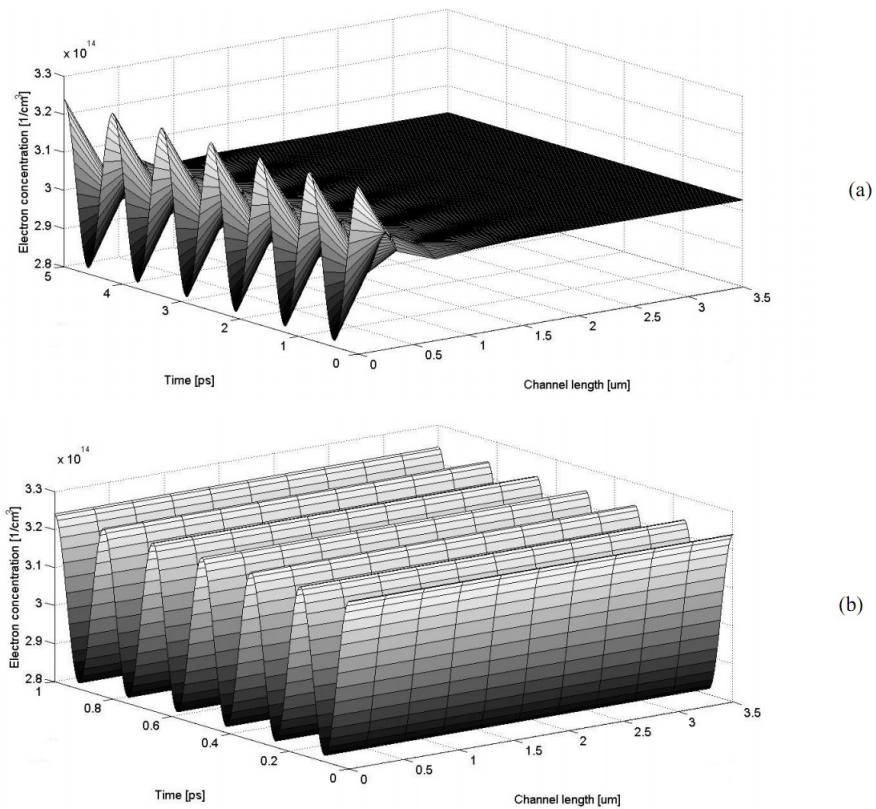


Figura 2.1.1: Concentrazione di elettroni nel canale con l'onda terahertz applicata al terminale di source nel caso non risonante (a) e risonante (b)

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

drain deve essere nulla e l'onda di tensione Terahertz applicata fra drain e source[1]. La tensione V_{ds} risultante è data dall'eq.(2.1.8).

$$V_{ds} = \frac{q \cdot V_{rf}^2}{4 \cdot m \cdot s^2} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \frac{j_0 L^2 m q}{2 C_{ox} \tau \eta^2 k_b^2 T^2} \exp\left(-\frac{q V_{eff}}{\eta k_b T}\right)} - \frac{1}{\left[1 + \frac{j_0 L^2 m q}{2 C_{ox} \tau \eta^2 k_b^2 T^2} \exp\left(-\frac{q V_{eff}}{\eta k_b T}\right)\right]^2 \cdot \left[\sinh^2\left(\sqrt{\frac{\omega}{2\tau}} \cdot \frac{L}{s}\right) + \cos^2\left(\sqrt{\frac{\omega}{2\tau}} \cdot \frac{L}{s}\right)\right]} \right\} \quad (2.1.8)$$

Per quanto riguarda la tecnologia CMOS $0.35\mu m$, j_0 è nell'ordine dei $10^{-18} A/\mu m^2$ ed è quindi trascurabile, si può perciò semplificare l'eq.(2.1.8) in eq.(2.1.9)

$$V_{ds} = \frac{q \cdot V_{rf}^2}{4 \cdot m \cdot s^2} \cdot \left[1 - \frac{1}{\sinh^2(Q) + \cosh^2(Q)} \right] \quad (2.1.9)$$

Il valore di s è dato dall'eq.(2.1.10)

$$s^2 = s_0^2 \cdot \left[1 + \exp\left(\frac{-q \cdot V_{eff}}{\eta \cdot k_b \cdot T}\right) \cdot \ln\left(1 + \exp\left(\frac{q \cdot V_{eff}}{\eta \cdot k_b \cdot T}\right)\right) \right] \quad (2.1.10)$$

con s_0 dato da eq.(2.1.11)

$$s_0 = \sqrt{\frac{\eta \cdot k_b \cdot T}{m}} \quad (2.1.11)$$

se si considera il FET con il canale completamente formato, cioè per valori di $qV_{eff} \gg \eta k_b T$, si può semplificare s in $s = \frac{qV_{eff}}{m}$, inoltre semplificando l'eq.(2.1.9) si ottiene la semplice relazione in eq.(2.1.12)

$$V_{ds} = \frac{V_{rf}^2(t)}{4 \cdot V_{eff}} \quad (2.1.12)$$

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

Invece per valori di $V_{eff} < 0$, si ottiene $\exp[-(qV_{eff}/\eta k_b T)] \gg 1$, quindi è possibile semplificare[1] l'eq.(2.1.8) in:

$$V_{ds} = \frac{qV_{rf}^2}{4\eta k_b T} \exp\left(-\frac{q|V_{eff}|}{\eta k_b T}\right) \quad (2.1.13)$$

Si può notare come la trattazione della teoria delle Plasma Waves sia molto complessa, tanto che non permette di ottenere un risultato semplificato che sia contemporaneamente adattabile a tutte le regioni di funzionamento del transistor.

2.1.2 Self mixing

Nei mixer resistivi a FET utilizzati in radiofrequenza il segnale RF è applicato al drain, mentre il segnale HF, generato dall'oscillatore locale, è applicato al gate. Il transistor viene utilizzato in configurazione a source comune ed è mantenuto in zona lineare. La corrente i_{ds} è il risultato della moltiplicazione dei due segnali: la conduttanza g_{ds} del canale è modulata dalla tensione applicata al gate (in questo caso il segnale dell'oscillatore locale), agisce sulla tensione $v_{ds}(t)$ che è proprio il segnale RF. Come si può vedere dallo schema equivalente di un transistor FET in fig.2.1.2, il gate e il drain sono separati da una capacità C_{gd} che, ad alte frequenze, crea un accoppiamento fra il segnale RF e il segnale dell'oscillatore locale e vice versa. In assenza di accorgimenti, questo porterà ad un aumento del rumore di intermodulazione; per ridurre questo effetto si costruiscono dei filtri alla frequenza di RF sul gate e alla frequenza dell'oscillatore locale sul drain.

Il principio su cui si basa la teoria del self mixing consiste nell'utilizzare il MOSFET come un mixer resistivo, sfruttando l'accoppiamento fra gate e drain.

Supponendo di avere un'onda di tensione $v_{ds}(t)$, con valore costante nullo ($V_{DS} = 0$), si può calcolare la corrente i_{ds} tramite l'eq.(2.1.14), cioè mantenendo il MOS in zona lineare.

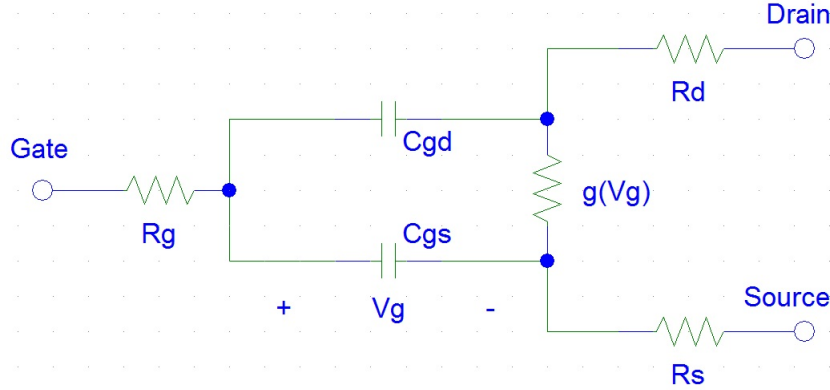


Figura 2.1.2: Schema equivalente di un transistor MOSFET

$$I_{ds}(t) = v_{ds}(t) \cdot g_{ds}(t) = v_{ds}(t) \cdot \frac{W}{L} \cdot \mu \cdot Q_{ch}(t) \quad (2.1.14)$$

Dove W e L sono rispettivamente la larghezza e la lunghezza del transistor, μ è la mobilità dei portatori e $Q_{ch}(t)$ è la densità di carica nel canale che si può trovare con l'eq.(2.1.15)

$$Q_{ch}(t) = C_{ox} \cdot (V_{gs}(t) - V_t - \frac{V_{ds}}{2}) \quad (2.1.15)$$

L'ipotesi di self mixing prevede che il segnale v_{rf} sia applicato sia al gate che al drain, cioè:

$$V_{gs}(t) = V_G + v_{rf}(t) = V_G + v_{ds}(t) \quad (2.1.16)$$

Sviluppando la relazione della corrente $I_{ds}(t)$ e inserendo la condizione di eq.(2.1.16), si ottiene la relazione eq.(2.1.17)

$$I_{ds}(t) = \frac{W}{L} \cdot \mu \cdot C_{ox} \cdot \left[\frac{v_{rf}^2(t)}{2} + v_{rf}(t) \cdot (V_G - V_t) \right] \quad (2.1.17)$$

Supponendo che l'onda di tensione incidente che viene applicata a drain e gate sia sinusoidale $v_{rf}(t) = V_{rf} \cdot \sin(\omega \cdot t)$ e inserendola nell'eq.(2.1.17) si

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

ottiene una dipendenza quadratica della corrente $I_{ds}(t)$ rispetto alla $v_{rf}(t)$.

$$I_{ds}(t) = \frac{W}{L} \cdot \mu \cdot C_{ox} \cdot \left[\frac{V_{rf}^2 \cdot \sin^2(\omega \cdot t)}{2} + V_{rf} \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot (V_G - V_t) \right] \quad (2.1.18)$$

Il termine quadratico dell'eq.(2.1.18) si può sviluppare utilizzando le formule di bisezione, ottenendo così un contributo costante e un contributo al doppio della frequenza di $v_{rf}(t)$ eq.(2.1.19)

$$v_{rf}^2 = V_{rf}^2 \cdot \sin^2(\omega \cdot t) = \frac{V_{rf}^2}{2} - \frac{V_{rf} \cdot \sin(2 \cdot \omega \cdot t)}{2} \quad (2.1.19)$$

Sostituendo l'eq(2.1.19) all'interno dell'eq.(2.1.18) si ottiene la eq.(2.1.20)

$$I_{ds}(t) = \frac{W}{L} \cdot \mu \cdot C_{ox} \cdot \left[\frac{V_{rf}^2}{4} - \frac{V_{rf} \cdot \sin(2 \cdot \omega \cdot t)}{2} + V_{rf} \cdot \sin(\omega \cdot t) \cdot (V_G - V_t) \right] \quad (2.1.20)$$

Si può osservare come la corrente risultante sia la somma di tre differenti contributi: il primo costante e proporzionale al quadrato dell'ampiezza dell'onda applicata, il secondo un segnale sinusoidale con frequenza doppia rispetto alla $v_{rf}(t)$ e il terzo proporzionale alla sinusoide originale. Filtrando le componenti armoniche del segnale si ottiene una relazione quadratica fra la corrente I_{DS} e l'ampiezza dell'onda di tensione (fig.2.1.3) come si vede nella eq.(2.1.21)

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \cdot \mu \cdot C_{ox} \cdot \frac{V_{rf}^2}{4} \quad (2.1.21)$$

Questo risultato può essere molto utile nella teoria del rilevamento delle onde Terahertz infatti, se si osserva la tensione V_{DS} generata dalla corrente che scorre nel canale eq.(2.1.29), si ha lo stesso risultato ottenuto dalla teoria delle plasma waves eq.(2.1.13).

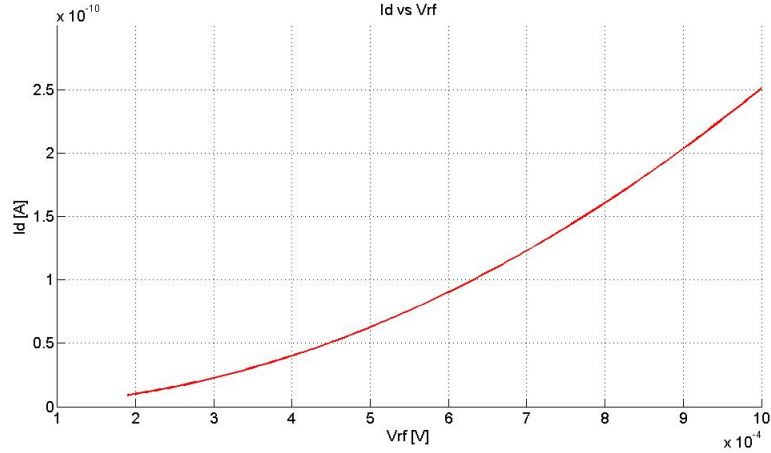


Figura 2.1.3: Componente costante della corrente generata dal detector al variare del modulo della tensione dell'onda terahertz

$$V_{DS} = \frac{I_{DS}}{G_m} = \frac{V_{rf}^2}{4 \cdot (V_g - V_t)} \quad (2.1.22)$$

Il risultato che si ottiene grazie a questa teoria può essere una corrente oppure una tensione, il vantaggio consiste nella possibilità di scegliere il circuito di lettura più adatto per rendere il sensore meno influenzabile dal rumore. Un problema intrinseco in questa trattazione è che, per ipotesi, il transistor viene polarizzato in zona lineare e quindi non abbiamo nessuna informazione su come si possa comportare in moderata e debole inversione.

2.1.3 Modello EKV

Il modello EKV è stato il primo ad introdurre un'espressione analitica unica per descrivere le maggiori grandezze in un MOSFET, valide al contempo per la debole, moderata e forte inversione, sia in saturazione che in zona lineare.

Il modello sviluppato riferisce tutte le tensioni di gate, source e drain al potenziale locale di substrato, questo permette di mantenere la simmetria,

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

cioè una caratteristica intrinseca del dispositivo non presente nei modelli comunemente usati, che riferiscono tutti i potenziali alla tensione di source.

La corrente di drain può essere espressa come differenza di due componenti: corrente diretta I_f e corrente inversa I_r , come si vede dalla eq.(2.1.23)

$$I_d = I_f - I_r = 2 \cdot k_n \cdot V_T^2 \eta \frac{W}{L} (i_f - i_r) \quad (2.1.23)$$

Si nota che I_d , I_f e I_r sono tutte caratterizzate da un fattore costante I_s , chiamato corrente specifica l'eq.(2.1.24). Infatti dalla eq.(2.1.24) si possono ottenere le correnti normalizzate i_r e i_f , eq.(2.1.25)

$$I_s = 2 \cdot k_n \cdot V_T^2 \cdot \eta \cdot \frac{W}{L} \quad (2.1.24)$$

$$i_f = \frac{I_f}{I_s} \quad i_r = \frac{I_r}{I_s} \quad (2.1.25)$$

La corrente diretta e inversa normalizzate si ottengono rispettivamente tramite le eq.(2.1.26) e eq.(2.1.27)

$$i_f = \left[\ln \left(1 + \exp \left(\frac{V_{eff} - V_s}{2 \cdot V_T} \right) \right) \right]^2 \quad (2.1.26)$$

$$i_r = \left[\ln \left(1 + \exp \left(\frac{V_{eff} - V_d}{2 \cdot V_T} \right) \right) \right]^2 \quad (2.1.27)$$

Dove V_{eff} è la tensione di pinch-off, definita dalla eq.(2.1.28)

$$V_{eff} = \frac{V_{gs} - V_{t0}}{\eta} \quad (2.1.28)$$

Con questo modello si ha continuità fra debole e forte inversione, in questo modo è possibile valutare il fenomeno di self-mixing anche per valori vicino e sotto soglia del MOSFET.

2.1.4 Modello del sensore

Il modello delle plasma waves e quello del self mixing usano le stesse condizioni al contorno e di polarizzazione, infatti per entrambi valgono due ipotesi: che il segnale venga applicato al terminale di source e che si consideri un'impedenza nulla fra gate e drain. Inoltre si può notare che, utilizzando appropriate approssimazioni, il risultato ottenuto dall'eq.(2.1.22) e dall'eq.(2.1.12) è lo stesso:

$$V_{DS} = \frac{I_d}{G_m} = \frac{V_{rf}^2}{4 \cdot (V_g - V_t)} V_{ds} = \frac{V_{rf}^2(t)}{4 \cdot V_{eff}} \quad (2.1.29)$$

La progettazione di un detector prevede che il modello matematico permetta un'ottimizzazione delle dimensioni e del rapporto segnale rumore e che sia possibile simularlo per verificarne il funzionamento. Entrambi questi modelli sono difficilmente applicabili per la progettazione di un sensore ottimizzato. Il primo (self-mixing) perché nella sua formulazione il transistor può funzionare solo in zona lineare, non considerando la regione di sottosoglia; mentre il secondo (plasma waves) non è formulato per una progettazione ottimizzata, in quanto contiene equazioni molto complesse da trattare.

Per quanto concerne gli strumenti di simulazione invece prenderemo in considerazione il BSIM3v3, che permette un'accurata panoramica su tutte le regioni di funzionamento, ma che comporta una simulazione molto lenta, in quanto l'applicazione di un'onda Terahertz innesca un transitorio molto lungo.

Il modello EKV permette di esplorare con sufficiente accuratezza tutte le regioni di funzionamento del transistor quindi, punto di partenza per la definizione del modello del sensore, sarà l'equazione (2.1.23). In un transistor, esaminando la dualità fra tensione e corrente, è possibile definire la differenza di potenziale fra drain e source con l'equazione (2.1.30) dove si può considerare sia la lettura in tensione che quella in corrente.

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

$$V_{ds} = \frac{I_{ds}}{G_{ds}} \quad (2.1.30)$$

Riesaminando le equazioni della corrente diretta e inversa del modello EKV applicandovi l'onda Terahertz $V_{gs} = V_G + V_{rf} \sin(\omega t)$ e $V_d = V_{rf} \sin(\omega t)$ e considerando $V_s = 0$, si ottengono le eq.(2.1.31) e eq.(2.1.32).

$$i_f = \left[\ln\left(1 + \exp\left(\frac{V_G + V_{rf} \sin(\omega t) - V_{th}}{2 \cdot V_T}\right)\right) \right]^2 \quad (2.1.31)$$

$$i_r = \left[\ln\left(1 + \exp\left(\frac{V_G + V_{rf} \sin(\omega t) - V_{th} - V_{rf} \sin(\omega t)}{2 \cdot V_T}\right)\right) \right]^2 \quad (2.1.32)$$

Per ottenere un modello del sensore semplice ma più accurato, è necessario trovare un modo per semplificare le eq.(2.1.31) e eq.(2.1.32), per questo nella scrittura dell'equazione, l'onda Terahertz verrà indicata come $V_{rf} \cdot \sin(\omega t) = v_{gs}$. Inoltre si possono ottenere equazioni più facilmente maneggiabili trovando i coefficienti di Taylor C_{0f} e C_{0r} , per i termini all'interno del quadrato, nelle eq.(2.1.31) e eq.(2.1.32).

$$C_{0f/0r} = \frac{d\sqrt{i_{f/r}}}{dv_{gs}} = \frac{\exp\left(\frac{V_G - V_{th} - V_{S/D} \cdot \eta}{2\eta V_T}\right)}{2\eta V_T \left[1 + \exp\left(\frac{V_G - V_{th} - V_{S/D} \cdot \eta}{2\eta V_T}\right)\right]} \quad (2.1.33)$$

Inserendo i coefficienti C_{0f} e C_{0r} all'interno dell'eq.(2.1.23) si ottiene:

$$I_{ds} = 2 \cdot k_n \cdot V_t^2 \eta \frac{W}{L} \left[(C_{0f} \cdot V_{gs})^2 - (C_{0r} \cdot V_{gs})^2 \right] \quad (2.1.34)$$

Il termine quadratico $(C_{0f} \cdot v_{gs})^2$, considerando che $v_{gs} = V_{rf} \cdot \sin(\omega t)$, si può sviluppare tramite le formule di bisezione in eq.(2.1.35).

$$(C_{0f} \cdot v_{gs})^2 = C_{0f}^2 \cdot \left[\frac{V_{rf}^2}{2} - \frac{V_{rf} \cdot \sin(2 \cdot \omega \cdot t)}{2} \right] \quad (2.1.35)$$

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

Considerando solo la parte costante dell'eq.(2.1.35), si può ottenere la relazione finale della corrente:

$$I_{ds} = k_n \cdot \frac{(2 - \eta) W}{8} \frac{\exp\left(\frac{V_G - V_{th}}{2\eta V_T}\right)}{L \cdot 2 \cosh\left(\frac{V_G - V_{th}}{2\eta V_T}\right)} \quad (2.1.36)$$

Questa equazione fornisce una semplice e accurata relazione tra la corrente generata e i principali parametri di progettazione ed inoltre è valida sia per la zona lineare che per la zona di sottosoglia.

Nel paragrafo 1.4 sono state introdotte due figure di merito fondamentali per un sensore: la responsività (eq.(1.4.2)) e la NEP (eq.(1.4.4)). Partendo dall'eq.(2.1.39), è possibile ottenere una funzione della responsività del sensore, per questo è necessario esprimere la corrente generata in termini di potenza. Viene quindi introdotta l'ipotesi che il transistor venga accoppiato con un'antenna che abbia un'impedenza di $Z_{ant} = 50\Omega$. In questo modo $P_{rf} = V_{rf}^2 \cdot Z_{ant}$ ed è possibile ottenere la responsività del sensore:

$$R_I = \frac{I_{DS}}{P_{rf}} = k_n \cdot \frac{(2 - \eta) W}{8} \frac{\exp\left(\frac{V_G - V_{th}}{2\eta V_T}\right)}{L \cdot 2 \cosh\left(\frac{V_G - V_{th}}{2\eta V_T}\right)} Z_{ant} \quad (2.1.37)$$

La Fig.2.1.4 mostra la validità del modello appena presentato, comparando la funzione eq.(2.1.37), con le simulazioni BSIM3v3 e Matlab (modello EKV) del transistor.

Per trovare un'equazione valida per la NEP è necessario stimare il rumore prodotto dal sensore. Nel caso in questione esso è formato principalmente da un transistor MOSFET, di cui si conoscono le sorgenti di rumore principali cioè rumore termico e flicker:

$$i_w^2(f) = \frac{4}{3} \cdot k_b \cdot T \cdot G_{ds} \quad i_f^2 = \frac{K_f \cdot I_D^{\alpha_f}}{C_{ox} \cdot L^2} \cdot \frac{1}{f} \quad (2.1.38)$$

Il termine G_{ds} è tratto dalla formulazione del modello EKV[38]. Per

2.1. PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO DEL DETECTOR

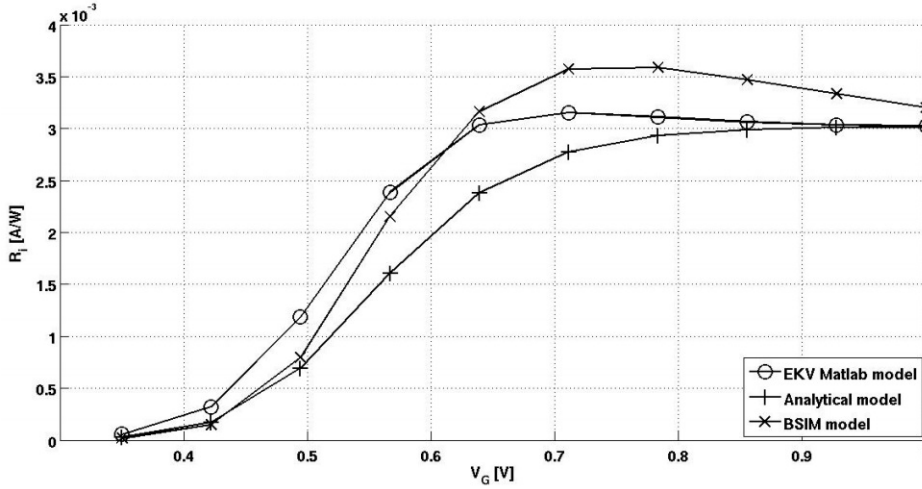


Figura 2.1.4: Responsività del sensore in funzione della V_g per un'onda incidente a frequenza 600GHz ($W/L = 4\mu m/0.35\mu m$)

ipotesi, la corrente di drain I_D è trascurabile perché uguale alla sola corrente di rilevazione, in quanto non viene applicata nessuna differenza di potenziale ai capi di drain e source, quindi il contributo di rumore flicker è trascurabile. Sostituendo l'eq.(2.1.38) nell'eq.(1.4.4) si ottiene:

$$NEP = \frac{I_N}{R_I} = \frac{\sqrt{\frac{4}{3} \cdot k_b \cdot T \cdot G_{ds}}}{k_n \cdot \frac{(2-\eta) W}{8} \frac{L}{2 \cosh\left(\frac{V_G - V_{th}}{2\eta V_T}\right)} Z_{ant}} \quad (2.1.39)$$

La NEP di Fig.(2.1.5) è stata ottenuta tramite la valutazione analitica della eq.(2.1.39), con simulazione tramite BSIM e Matlab (modello EKV); il contributo di rumore per la prima è stato ottenuto utilizzando l'analisi NOISETRAN di Eldo, mentre per la seconda è stata utilizzata l'eq.(2.1.38).

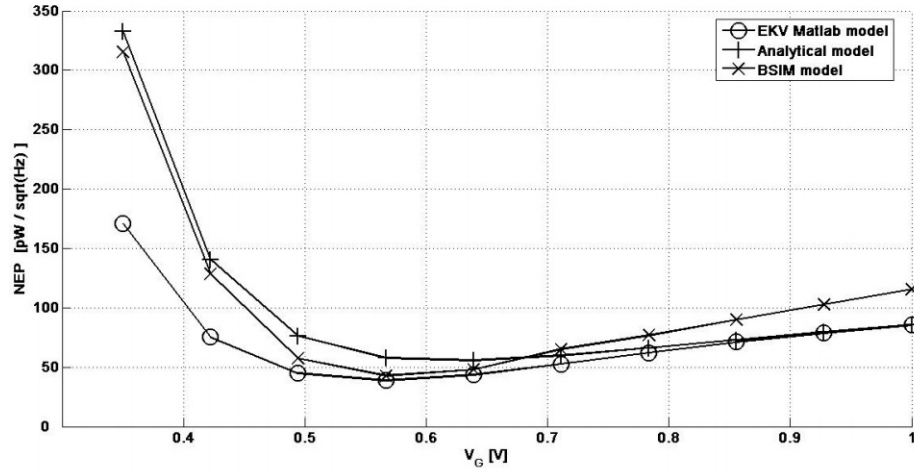


Figura 2.1.5: NEP al variare della tensione di gate per un'onda incidente a frequenza $600GHz$ ($W/L = 4\mu m/0.35\mu m$)

2.2 Potenza incidente sul pixel

Ogni corpo, ad una determinata temperatura, emette una certa quantità di radiazione elettromagnetica. Lo spettro e l'intensità di tale radiazione possono essere stimati tramite la teoria del corpo nero. Attraverso la legge di Planck si ottiene l'intensità di energia per unità di area, emessa nella gamma di frequenze ($f, f + df$) e per un corpo a temperatura T :

$$I(v, T)df = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot f^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{h \cdot f}{k \cdot T}) - 1} \cdot df \left[\frac{J}{m^2} \right] \quad (2.2.1)$$

Per trovare la potenza per unità di area si integra l'eq.(2.2.1), rispetto alla variabile frequenza, fra i limiti di banda che si vogliono imporre (determinati dalla banda dell'antenna):

$$I = \int_{f_1}^{f_2} I(v, T) \delta f = \int_{f_1}^{f_2} \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot f^3}{c^2} \cdot \frac{1}{\exp(\frac{h \cdot f}{k \cdot T}) - 1} \cdot \delta f \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (2.2.2)$$

2.2. POTENZA INCIDENTE SUL PIXEL

Per calcolare la potenza incidente su ogni pixel si moltiplica la densità di potenza per l'area del pixel, tenendo conto del rapporto focale⁴ F_n dell'ottica sul sensore, si ottiene:

$$P_{pix} = \frac{I \cdot A_{pix}}{1 + 4 \cdot F_n^2} \quad (2.2.3)$$

⁴Il rapporto focale indica il rapporto tra la lunghezza focale e l'apertura numerica dell'ottica in uso

2.2. POTENZA INCIDENTE SUL PIXEL

Capitolo 3

PROGETTAZIONE DEL PIXEL

In questo capitolo verrà progettato il sensore ottimizzato. Si individuerà il punto di lavoro del transistor (paragrafo 3.1), nel paragrafo 3.1.4 si valuteranno le performance attese dal sensore. Infine verrà progettato il circuito di lettura nel paragrafo 3.2 e verrà presentato il sistema completo (paragrafo 3.3).

3.1 Punto di lavoro e dimensionamento

Il sensore che si vuole utilizzare è un transistor ad effetto di campo a canale n (MOSFET), a cui verrà accoppiata un'antenna per il rilevamento delle onde Terahertz, tramite il principio delle plasma waves. I parametri da estrarre per la progettazione del detector sono:

- La frequenza di rilevamento: questa influenzerà soprattutto la progettazione dell'antenna
- Le dimensioni del transistor: in particolare la larghezza W e la lunghezza L
- La polarizzazione del MOSFET tramite V_g

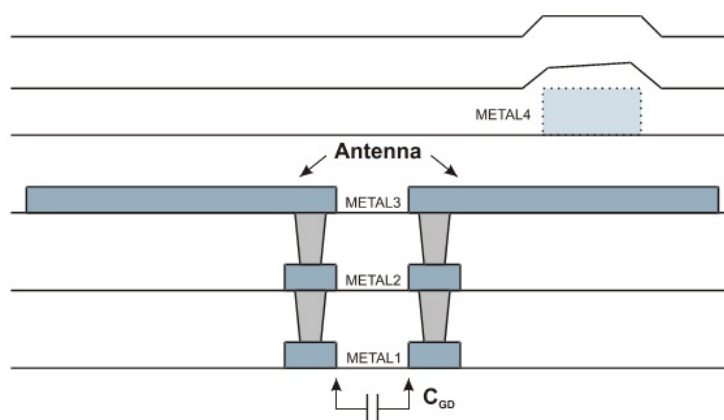


Figura 3.1.1: Cross section dell'antenna

3.1.1 Scelta della frequenza

La scelta della frequenza è un elemento cruciale per il rilevamento delle onde Terahertz in modo passivo (senza illuminazione), infatti è necessario individuare una finestra di frequenze, dove la trasmittività nell'atmosfera sia sufficientemente alta. Prendendo in considerazione la fig.1.1.3, si osserva che si presenta un'attenuazione minore a frequenze basse ($< 1THz$) con un minimo locale centrato su circa $600GHz$. A questa frequenza si ottiene un'attenuazione inferiore a $100dB/Km$ cioè $0.1dB/m$, che è accettabile per l'osservazione di soggetti a breve distanza. La scelta della frequenza di funzionamento permette di poter dimensionare il primo elemento del detector, cioè l'antenna.

Antenna e linea di trasmissione Per poter elaborare un segnale elettromagnetico e valutarne l'ampiezza è necessaria un'antenna che raccolga l'energia elettromagnetica e la trasformi in una grandezza elettrica. L'antenna dovrà presentare un centro banda a $600GHz$ dove lo spettro di assorbimento delle onde Terahertz nell'aria è minore. L'interfaccia con il MOS è realizzata attraverso i via, che possono essere modellati come una linea di trasmissione bifilare.

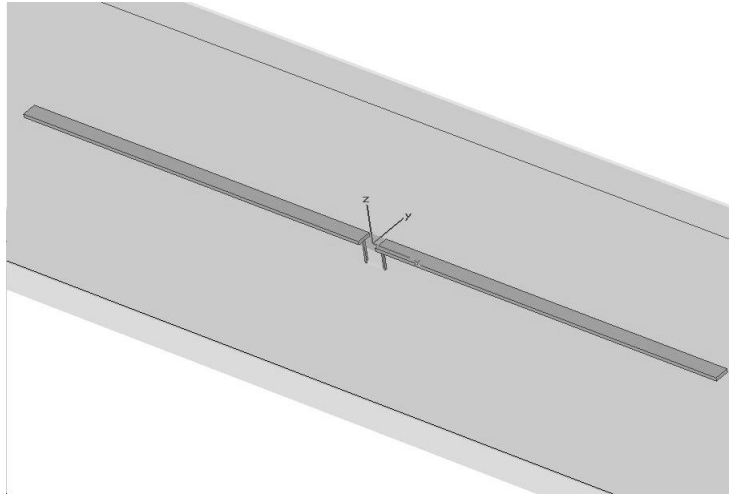


Figura 3.1.2: Layout 3D dell'antenna con i 2 via connessi direttamente con i terminali dell'antenna

L'antenna scelta è un dipolo planare (fig.3.1.1) ed è progettata per risuonare alla frequenza di $600GHz$ a circuito aperto, ottenendo così un massimo di tensione ai suoi terminali e quindi massimizzando $V_{r,f}$ nell'eq.(2.1.36).

L'antenna è stata simulata tramite CST Microwave Studio [39] utilizzando i valori di permittività e spessore dei materiali propriamente estratti dai parametri di processo della tecnologia $0.35\mu m$ di AMS(fig.3.1.2).

Per valutare la potenza della radiazione incidente sul detector si può utilizzare la 2.2.3 prendendo in considerazione: l'area efficace dell'antenna, la frequenza centrale di $600GHz$, una banda dell'antenna di $100GHz$, un'area attiva di $195 \times 195\mu m^2$ e un F_n di 1.2 (quello del sistema ottico che si intende utilizzare). In questo modo si ottiene:

$$P_{pix} = \frac{I \cdot A_{pix}}{1 + 4 \cdot F_n^2} = 0.253nW \quad (3.1.1)$$

Con questa potenza applicata, l'antenna è in grado di convogliare ai suoi capi un'onda di tensione avente ampiezza descritta in fig.3.1.3, con un picco di $2.72mV$.

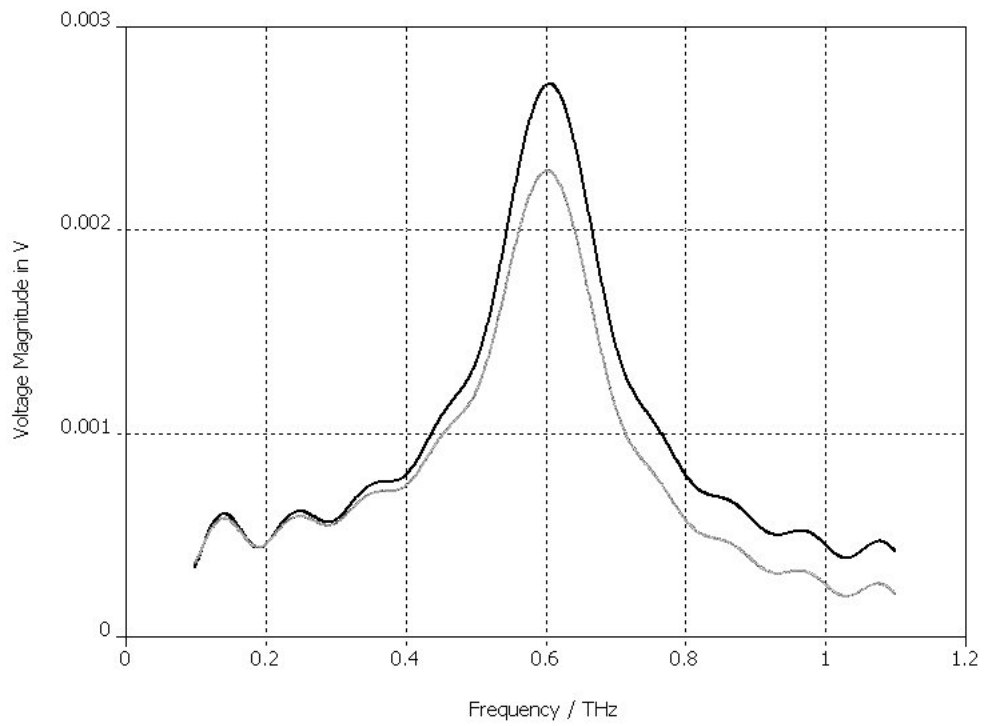


Figura 3.1.3: Modulo dell'onda di tensione al variare della frequenza dell'onda incidente ai capi dell'antenna(grigio) sul MOSFET(nero)



Figura 3.1.4: NEP in funzione della lunghezza del transistor utilizzato come rivelatore

3.1.2 Dimensionamento del transistor

L'ottimizzazione delle dimensioni del transistor va fatta in modo da massimizzare la tensione (o corrente) generata dal detector a parità di potenza incidente e nello stesso tempo minimizzare il rumore. Il parametro che fornisce una stima di ambedue questi fattori è la NEP; utilizzando la funzione eq.(2.1.39) e le dimensioni del transistor come variabili, si può osservare dove tale funzione presenta dei minimi.

Questi corrisponderanno alle dimensioni ottimali del transistor per il funzionamento come sensore. La lunghezza minima del MOSFET nella tecnologia considerata è di $0.35\mu m$, variando la lunghezza dal minimo fino a $10\mu m$, si ottiene il grafico in fig.3.1.4. Si nota come il punto dove la NEP presenta un minimo, che corrisponde al punto di funzionamento voluto, si ottiene per transistor di lunghezza minima: $L = 0.35\mu m$.

Per quanto riguarda invece la larghezza del transistor, la minima dimen-

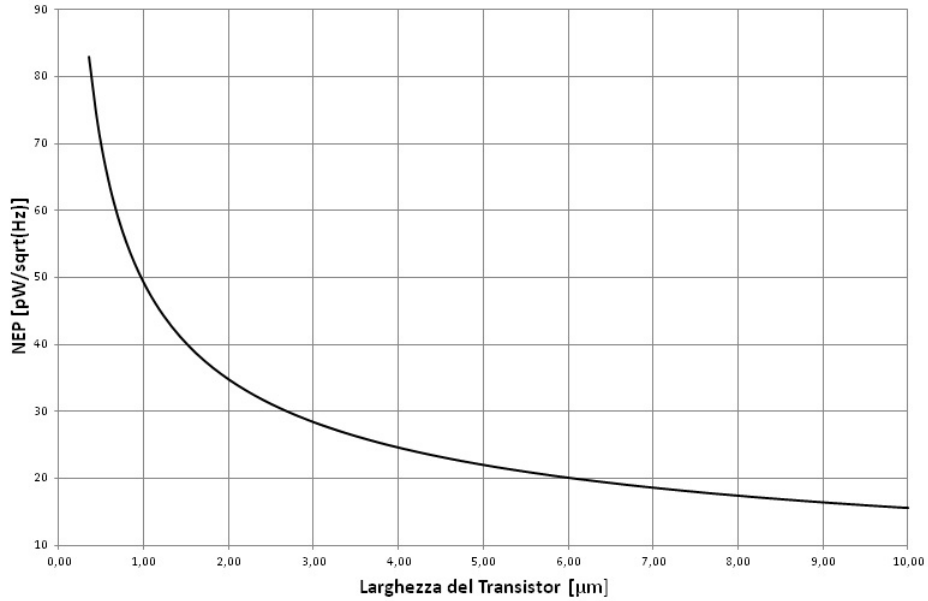


Figura 3.1.5: NEP in funzione della larghezza del transistor

sione per la tecnologia considerata è di $0,4\mu\text{m}$. Osservando il grafico in fig.3.1.5, si nota come la NEP sia una funzione decrescente che non ha un minimo, ma che per valori superiori a $4\mu\text{m}$ non diminuisce più sensibilmente. Considerando che la larghezza dell'antenna sovrastante è proprio $4\mu\text{m}$, la larghezza del transistor verrà fissata a $W = 4\mu\text{m}$.

3.1.3 Polarizzazione del transistor FET

Una volta fissate le dimensioni del transistor è possibile variarne la polarizzazione, per trovare le condizioni migliori di rilevamento nelle zone di debole, moderata e forte inversione. Il parametro che permette tale operazione è la tensione di gate V_{GS} e utilizzando la eq.(2.1.39), si ottiene la fig.3.1.10.

Si nota come il minimo della funzione al variare della tensione di polarizzazione si ottiene per $V_{GS} = 0.655V$, in moderata inversione.

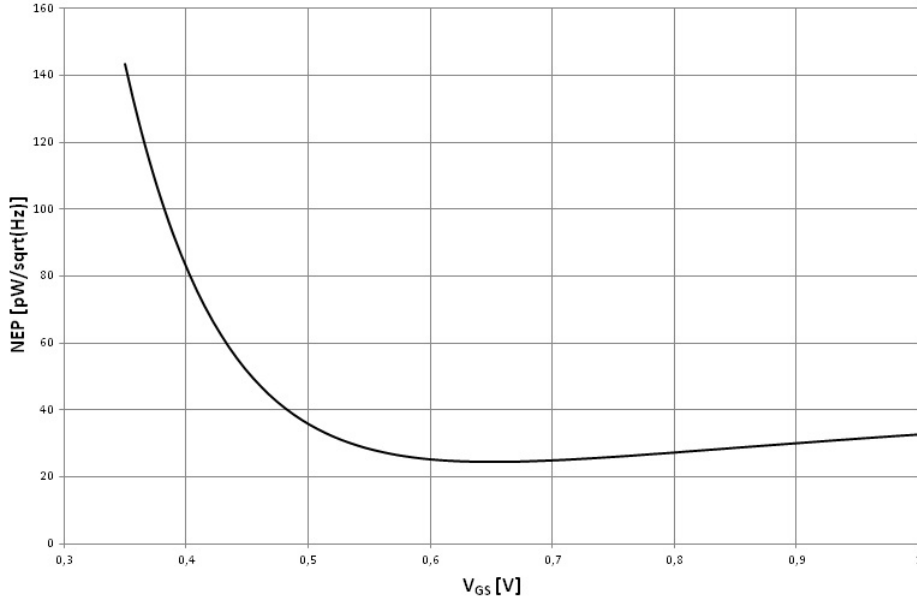


Figura 3.1.6: NEP al variare della tensione di gate del transistor. La soglia del MOSFET è $V_{th} = 0,5V$

3.1.4 Valutazione della risposta del sensore

Utilizzando il punto di lavoro precedentemente calcolato, si vogliono ora valutare le performance del detector progettato. L'antenna viene modellata come un generatore di tensione sinusoidale con frequenza pari all'onda Terahertz incidente ($600GHz$) e ampiezza pari al massimo della curva di fig.3.1.3 ($2,77mV$). Variando la tensione applicata al gate del MOS si passa dalla debole inversione ($V_{GS} < V_{th}$) alla zona lineare ($V_{GS} > V_{th}$).

Come si vede dalla fig.3.1.7 la corrente massima si ottiene in zona lineare dove, una volta avvenuta la completa formazione del canale, rimane approssimativamente costante e non varia al variare di V_{GS} . Tutta la corrente generata dal MOSFET viene estratta e letta dal circuito di lettura. Non è però sufficiente valutare la quantità della corrente generata, ma è necessario prendere in considerazione anche il rumore prodotto dal transistor, il quale determinerà il limite delle prestazioni del detector.

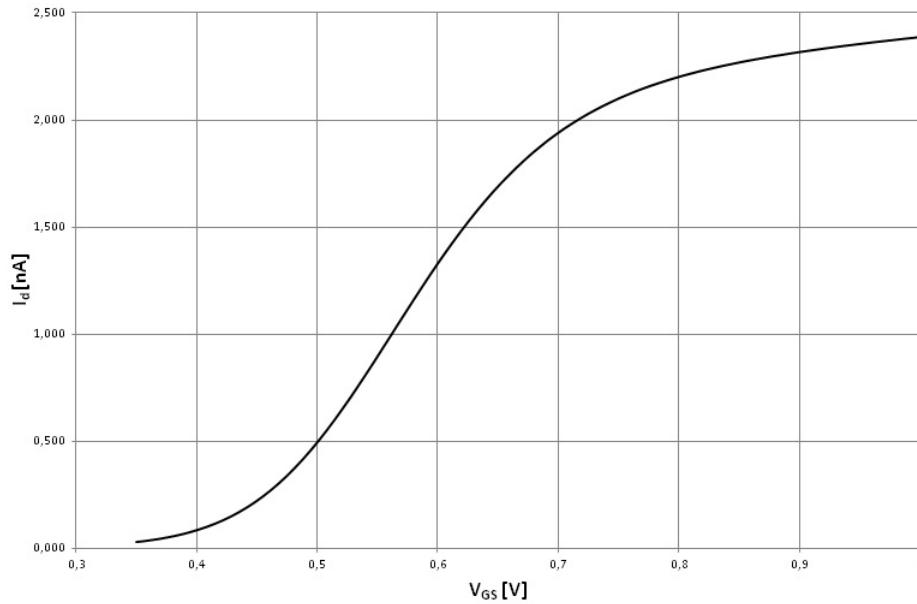


Figura 3.1.7: Componente costante della corrente generata dal MOSFET al variare della tensione di polarizzazione V_{GS} ottenuta dalla 2.1.36

La corrente di rumore è calcolata sommando le componenti di rumore termico e flicker (eq.(A.1.1) e eq.(A.2.1)) integrati per $100ms$ (10 frame per secondo). In zona lineare la corrente di rumore aumenta, mentre in debole inversione è molto bassa. È ora possibile effettuare una stima della responsività del detector utilizzando l'eq.(2.1.37), ottenendo così la curva in fig.3.1.9.

In conclusione si possono estrarre la corrente generata, il rumore e le figure di merito teoriche attese per il sensore dalle fig.3.1.7, fig.3.1.8 fig.3.1.9 e fig.3.1.10 per il punto di lavoro trovato nel paragrafo 2.6.3; questi parametri sono sintetizzati nella tab.3.1.1.

3.1. PUNTO DI LAVORO E DIMENSIONAMENTO

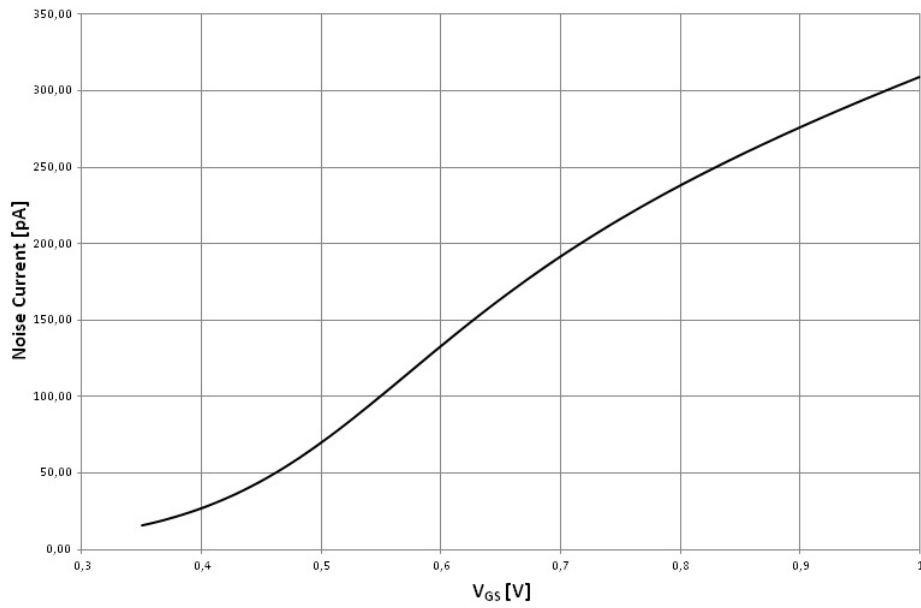


Figura 3.1.8: Corrente di rumore rms del detector al variare delle zone di funzionamento del MOS

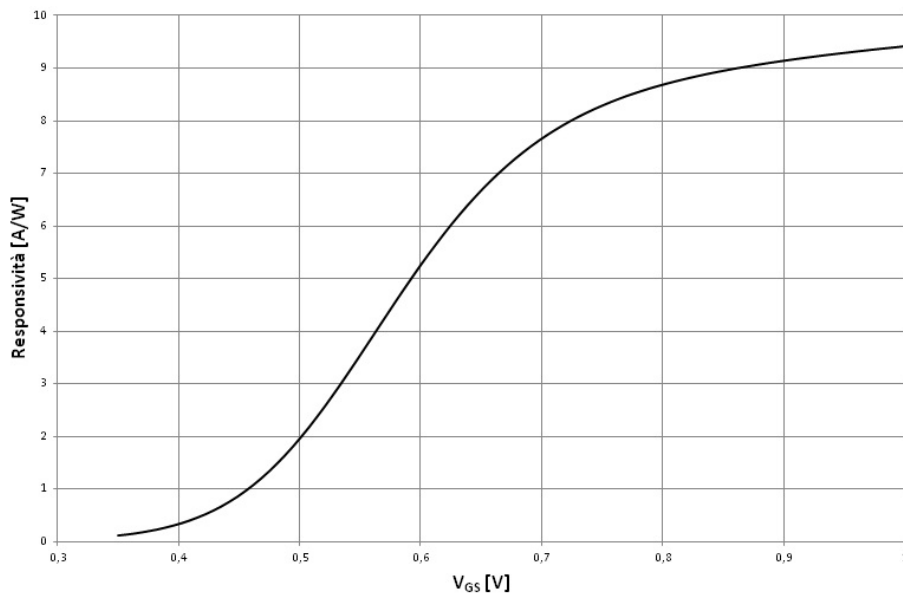


Figura 3.1.9: Responsività al variare della polarizzazione del MOS

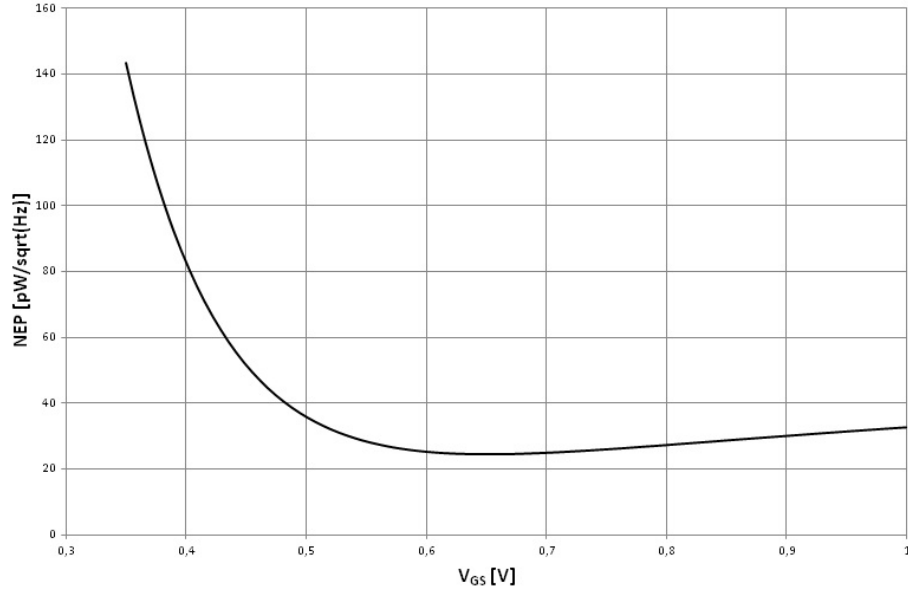


Figura 3.1.10: Noise Equivalent Power in funzione della polarizzazione del MOS

V_{GS}	0.655 V
W	4 μm
L	0.35 μm
R_I	6.72 [A/W]
NEP	24.56 [pW/ \sqrt{Hz}]

Tabella 3.1.1: Valori attesi delle Figure di merito del sensore

3.2 Circuito di lettura

Attraverso il modello sviluppato nel paragrafo 2.1.4, è possibile vedere come il detector fornisca sia una corrente che una tensione costanti e proporzionali alla potenza dell'onda di tensione Terahertz. Per questo è possibile scegliere fra due tipi di circuito di lettura, uno sensibile alla tensione e l'altro alla corrente. Si può inoltre differenziare il tipo di lettura in puntuale e mediata. La prima si utilizza quando il rapporto segnale rumore è sufficientemente alto,

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

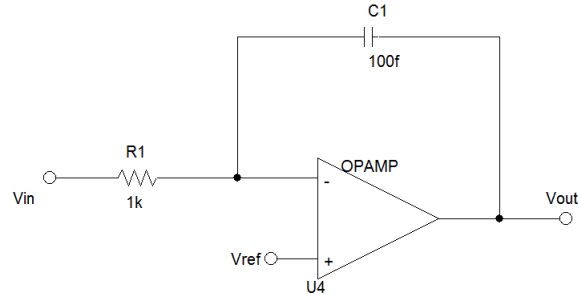


Figura 3.2.1: Integratore di tensione, con conversione tensione/corrente (Resistenza) e accumulazione sulla capacità

mentre la seconda con segnali molto vicini alla soglia di rumore; in questo modo parte del rumore viene filtrato e si possono avere letture più accurate della grandezza. Per la rilevazione delle radiazioni Terahertz inoltre, il segnale di corrente che viene generato dal sensore ha un ordine di grandezza $< 1nA$ (fig.3.1.7), mentre il rumore generato di $10pA$ (fig.3.1.8). In questa situazione è poco conveniente utilizzare una misura puntuale; è perciò preferibile una lettura mediata, cioè un'integrazione della grandezza.

3.2.1 Misura di tensione

Uno dei modi per integrare la tensione è l'utilizzo di un induttore, questo componente però è poco utilizzato nei circuiti integrati per due motivi: le sue non idealità e la sua difficoltà di integrazione. È quindi necessario convertire la tensione in corrente e successivamente integrarla su una capacità, elemento facilmente realizzabile nei circuiti integrati.

Nel caso specifico dei detector THz, questa conversione non può essere realizzata con un semplice integratore (fig.3.2.1) in quanto l'impedenza d'ingresso dello stadio di integrazione sarebbe tale da annullare il segnale prodotto dal detector. Si deve quindi collegare il rilevatore ad un nodo ad alta

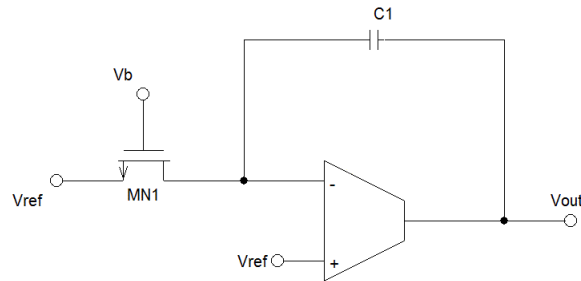


Figura 3.2.2: Detector e amplificatore di carica

impedenza come ad esempio l'ingresso di un transconduttore, che a sua volta sarà collegato ad un integratore (fig.??). Lo svantaggio in questo sistema sta nel fatto che ogni elemento aggiuntivo (detector, transconduttore e integratore) introdurrà un certo quantitativo di rumore, che andrà a degradare le figure di merito.

3.2.2 Misura di corrente

La corrente può essere direttamente integrata tramite un amplificatore di carica, che presenta un ingresso ad alta impedenza con una massa virtuale (fig.??). Così facendo non è necessario introdurre il passaggio da tensione a corrente, evitando così un blocco che genera rumore. In questo tipo di sistema però l'offset di ingresso dell'amplificatore operazionale incide su drain e source del transistor, generando una corrente costante I_{DS} che, oltre a sommarsi alla corrente generata dall'onda Terahertz, aumenta il contributo del rumore flicker, peggiorando le figure di merito.

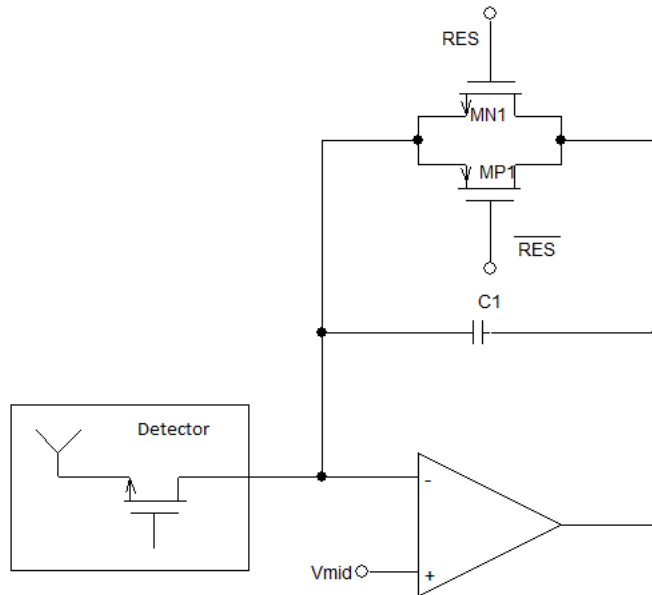


Figura 3.2.3: Amplificatore di carica con switch per il reset della capacità

3.2.3 Amplificatore di carica

Il circuito di lettura che si vuole realizzare dovrà avere dimensioni comparabili con l'area attiva del detector ed un consumo di potenza contenuto, in quanto il sensore sarà in futuro replicato in una matrice, per ottenere un imager. Gli amplificatori di carica utilizzati nei fotorilevatori devono poter resettare la carica accumulata nella capacità, impostare un valore di precarica e scollegare il detector dall'ingresso dell'amplificatore di carica. Tutto ciò deve avvenire tramite dei segnali di controllo digitali che determineranno il tempo di integrazione ed il frame-rate.

Il reset della carica accumulata avviene in modo periodico e permette di evitare la saturazione dell'amplificatore e di effettuare misure ripetute, riportando ogni volta il sistema ad uno stato iniziale noto. Questo circuito è realizzato utilizzando due transistor MOSFET come switch in parallelo alla capacità di integrazione che saranno azionati da un segnale digitale

(*RES*). Quando *RES* è alto i transistor *MN1* e *MP1* di fig.3.2.3 saranno accesi e scaricheranno la capacità, quando è spento il sistema funziona come integratore.

Nel nodo tecnologico utilizzato per questo progetto, la tensione di alimentazione non può essere duale, quindi l'amplificatore operazionale funzionerà attorno ad una tensione di riferimento pari a $V_{rif} = 1.65V$. Per questo, quando avviene il reset, la condizione iniziale a cui viene portato il sistema descritto in fig.3.2.4 è $V_{out} = 1.65V$ e questo ne limita la dinamica. Infatti, quando il detector rileverà un'onda Terahertz generando una corrente, questa verrà integrata nella capacità dell'amplificatore di carica e incrementerà la tensione di uscita da $1.65V$ fino ad un massimo di $V_{dd} = 3.3V$. È quindi preferibile utilizzare un circuito che permetta di precaricare la capacità ad un valore minore di $1.65V$ per ottenere una dinamica maggiore. Attraverso lo switch formato da *MN1* e *MP1* di fig.3.2.4 si precarica il nodo d'uscita della capacità ad una tensione V_{charge} del valore desiderato, *MN2* e *MP2* inoltre scaricano il nodo di ingresso della capacità, mentre *MN3* ed *MP3* tengono scollegato il nodo d'uscita dell'operazionale da quello della capacità. La tensione V_{charge} sarà il valore di V_{out} quando avrà inizio l'integrazione del segnale.

In un imager è importante poter selezionare il pixel che si sta leggendo, per questo è necessario posizionare uno switch di selezione fra il detector e il circuito di lettura (*MN4* e *MP4* di fig.3.2.4) ed un altro all'uscita dell'amplificatore di carica (*MN5* e *MP5* di fig.3.2.4).

La potenza massima di un'onda Terahertz incidente sul sensore senza l'ausilio di una sorgente, è stato calcolato nella eq.(3.1.1) ed il corrispondente segnale in corrente che si ottiene all'uscita del detector è di $I_{thz} = 1.7nA$. Assumendo l'amplificatore operazionale ideale, la variazione della tensione d'uscita del circuito di lettura è dato dalla eq.(3.2.1) con T_{int} tempo di integrazione.

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

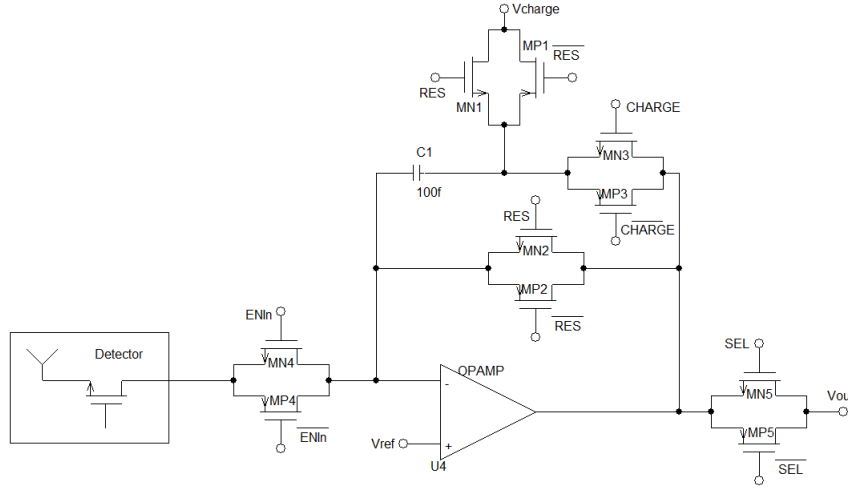


Figura 3.2.4: Amplificatore di carica con reset, precarica e abilitazione di ingresso e uscita.

$$\Delta V_{out} = \frac{1}{C_{int}} \int_0^{T_{int}} I_{thz}(t) dt \quad (3.2.1)$$

Considerando I_{thz} costante nel tempo $[0 \div T_{int}]$ e pari a $1.7nA$, una massima tensione di uscita $V_{out} = 3.3V$ e un tempo di integrazione di $T_{int} = 0.1s$, è possibile determinare la capacità di integrazione ottimale per l'amplificatore di carica con la eq.(3.2.2)

$$\Delta V_{out} = \frac{T_{int}}{C_{int}} I_{thz} \rightarrow C_{int} = \frac{T_{int}}{\Delta V_{out}} I_{thz} \quad (3.2.2)$$

Si ottiene così una capacità di $C_{int} = 51,5pF$, corrispondente ad un'area di $300\mu m \times 200\mu m$, non compatibile con la dimensione del pixel che si vorrebbe utilizzare. Per ottenere una dimensione contenuta del circuito di lettura è stata scelta una capacità $C_{int} = 100fF$, che corrisponde ad un'area di $51\mu m \times 51\mu m$. Con questo valore di capacità, il tempo di integrazione per avere il massimo ΔV_{out} con $I_{thz} = 1.7nA$ si ottiene con:

$$T_{int} = \frac{C_{int} \cdot \Delta V_{out}}{I_{thz}} = 194\mu s \quad (3.2.3)$$

La diminuzione del tempo di integrazione comporta l'aumento della densità spettrale di rumore, come si è visto dalla eq.(A.0.6); per ovviare a questo problema si introduce un algoritmo di lettura esterno, che esegue una media dei campioni acquisiti. Per ottenere 0.1s di integrazione è necessario quindi eseguire una media su 515 campioni.

3.2.4 Progettazione dell'OTA

Prendendo in considerazione il sistema retroazionato dell'amplificatore di carica, il segnale d'ingresso per il caso in questione è la corrente I_{thz} , mentre l'uscita sarà una tensione V_{out} . La funzione di trasferimento del sistema è data dalla eq.(3.2.4)

$$A(s) = \frac{V_{out}}{I_{thz}} = \frac{A_v}{1 + A_v \cdot \beta} = \frac{A_v}{1 + A_v \cdot s \cdot C} \quad (3.2.4)$$

Supponendo l'OTA ideale, $A_v \rightarrow \infty$ e la eq.(3.2.4) si ottiene:

$$A(s) = \frac{V_{out}}{I_{thz}} = \frac{A_v}{1 + A_v \cdot s \cdot C} \xrightarrow{A_v \rightarrow \infty} A(s) = \frac{1}{s \cdot C} = \frac{1}{\beta} \quad (3.2.5)$$

Il termine $A_v \cdot \beta$ è detto guadagno d'anello, mentre il suo reciproco $1/(A_v \cdot \beta)$ è l'errore statico di guadagno; ciò determina la misura dello scostamento tra guadagno ideale e quello ottenuto con amplificatore reale.

Avendo un tempo di integrazione finito T_{int} ed essendo nota la capacità C_{int} , è possibile valutare l'errore statico di guadagno come:

$$\epsilon_s = \frac{1}{A_v \cdot \beta} = \frac{1}{A_v \cdot \frac{C_{int}}{T_{int}}} \quad (3.2.6)$$

La I_{thz} massima prodotta dal sensore è di $1.7nA$, a cui dovrà corrispondere una $V_{out} = 3.3V$, mentre la corrente di rumore generata dal detector è di $I_n =$

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

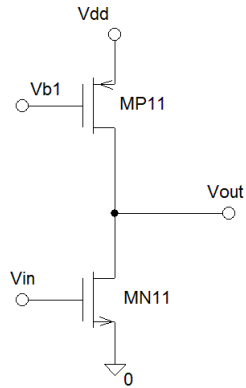


Figura 3.2.5: Amplificatore a source comune con pMos di carico

150pA (fig.3.1.8). Volendo limitare l'errore dovuto all'amplificazione finita dell'operazionale a meno dell'1% della densità spettrale di rumore, si ottiene un'amplificazione dell'operazionale $A_v > 101.23dB$, che viene maggiorato a 110dB.

Per ottenere questa amplificazione si sceglie una struttura a due stadi con compensazione di Miller: il primo stadio è composto da una struttura folded cascode, mentre il secondo da un amplificatore a source comune. Il guadagno totale sarà dato dalla somma dei guadagni dei 2 stadi in dB:

$$A_v = A_{v1} + A_{v2} [dB] \quad (3.2.7)$$

In primis sarà progettato il secondo stadio, in quanto rappresenta il carico del primo e quindi influisce sulla funzione di trasferimento. Il guadagno dello stadio a source comune in fig.3.2.5 si ottiene dalla eq.(3.2.8)

$$A_{v2} = -gm_{MN11} \cdot (r_{0MN11}/r_{0MP11}) \quad (3.2.8)$$

Sostituendo alla eq.(3.2.8) l'equazione della transconduttanza del MOSFET e quelle per il calcolo della resistenza si ottiene:

$$A_{v2} = -\sqrt{2k_n \frac{W_{MN11}}{L_{MN11}} I_D} \left(\frac{\eta_n \cdot L_{MN11}}{I_D} // \frac{\eta_p \cdot L_{MP11}}{I_D} \right) \quad (3.2.9)$$

per ottenere un guadagno sufficientemente alto, mantenendo un consumo comunque contenuto, è stata scelta una corrente $I_D = 16\mu A$. Risulta un guadagno $A_{v2} = 25,74dB$, con una dimensione dei transistor di

$$\frac{W_{MN11}}{L_{MN11}} = \frac{50\mu m}{0.35\mu m} \quad (3.2.10)$$

$$\frac{W_{MP11}}{L_{MP11}} = \frac{16\mu m}{1\mu m} \quad (3.2.11)$$

Attraverso le dimensioni dei transistor è possibile calcolare il carico visto dal primo stadio di amplificazione, cioè una capacità equivalente risultante dalla somma di due contributi: la capacità C_{GS} del transistor $MN11$ e la C_{GD} amplificata per effetto Miller.

$$C_{s2} = C_{GS} + (1 + A_{v2})C_{GD} \quad (3.2.12)$$

Il risultato della eq.(3.2.12), considerando le dimensioni del transistor eq.(3.2.10), è dato dalla eq.(3.2.13):

$$C_{s2} = C_{GS} + |(1 - A_{v2})C_{GD}| = 1.072pF \quad (3.2.13)$$

Il primo stadio è costituito da un amplificatore folded cascode con ingresso a pMos descritto in fig.3.2.6.

L'amplificazione di un folded cascode si ottiene dalla eq.(3.2.14), dove R_0 è la resistenza equivalente vista dal nodo che connette la coppia differenziale con i carichi attivi e gm_{MP1} è la transconduttanza di un MOSFET della coppia differenziale.

$$A_{v1} = gm_{MP1} \cdot R_0 \quad (3.2.14)$$

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

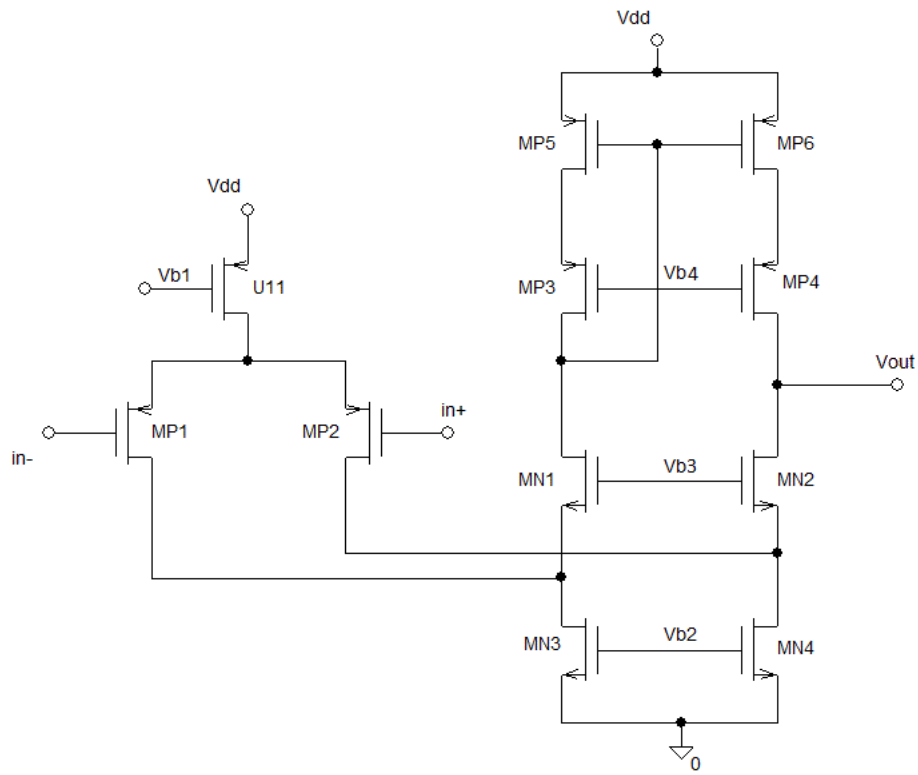


Figura 3.2.6: Folded Cascode con ingresso a pMos

Un'equazione semplificata della resistenza di carico è la eq.(3.2.15)

$$R_0 \simeq r_{01A} \cdot gm_{1A}(r_{01}/r_{011})//r_{03}gm_{3A}r_{03} \quad (3.2.15)$$

Nei paragrafi precedenti è stato calcolato il valore di amplificazione voluto per l'operazionale ($A_v = 110dB$) e lo stadio di uscita, che avrà come amplificazione $A_{v2} = 25.74dB$. Tramite la eq.(3.2.7) è dunque possibile trovare il guadagno atteso per lo stadio cascode, cioè:

$$A_{v1} = A_v - A_{v2} = 84.26dB \quad (3.2.16)$$

La corrente di polarizzazione scelta per la coppia differenziale è di $7\mu A$ ($3.5\mu A$ per ogni ramo), mentre quella di polarizzazione dello stadio cascode è di $1\mu A$. La scelta di utilizzare correnti di polarizzazione limitate è dovuta alla necessità di avere un consumo basso, necessario per inserire un amplificatore per pixel in una matrice; inoltre è un compromesso per ottenere il guadagno desiderato e ridurre le dimensioni dell'OTA. Le tensioni di polarizzazione V_{b1} e V_{b2} permettono di mantenere le correnti nei rami dell'OTA costanti, mentre V_{b3} e V_{b4} determinano il guadagno dell'operazionale, agendo sul guadagno degli stadi cascode. Grazie a queste considerazioni e valutando le simulazioni si è ottenuto il dimensionamento dei transistor del folded cascode in fig.3.2.7.

Per unire i due stadi è necessario trovare la posizione dei poli del sistema complessivo, per poter dimensionare la compensazione e valutarne la stabilità. Prendendo in considerazione il sistema semplificato dei due stadi connessi in cascata di fig.3.2.8, il polo dominante del sistema è dato dalla eq.(3.2.17)

$$\omega_{PD} = \frac{1}{R_0 \cdot C_1} \quad (3.2.17)$$

Con R_0 carico visto dalla coppia differenziale dello stadio folded cascode, calcolato nella eq.(3.2.15) e

$$C_1 = C_{S2} + C_{dbP} + C_{dbN} \simeq C_{S2} = 1.072pF \quad (3.2.18)$$

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

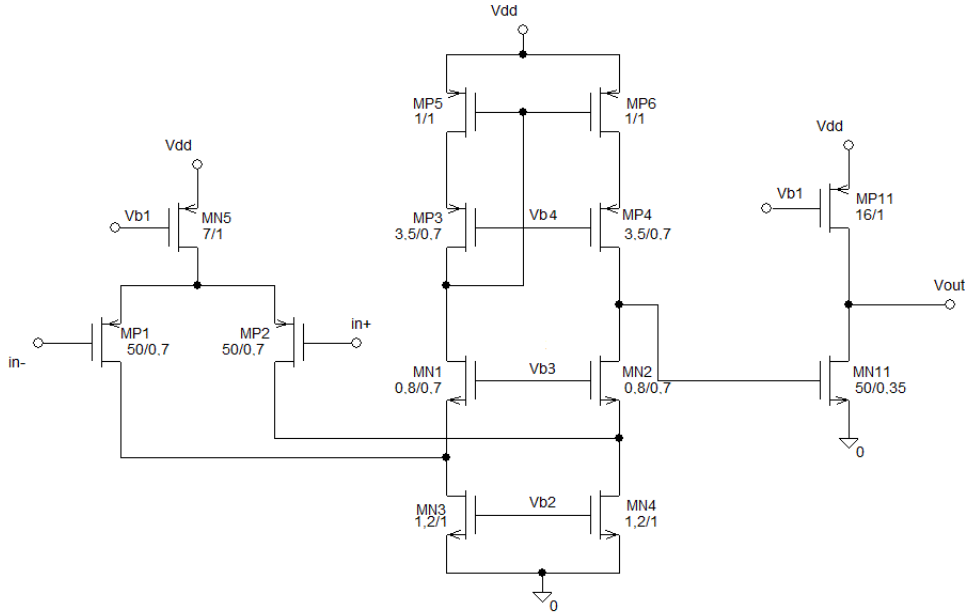


Figura 3.2.7: Amplificatore con dimensionamento dei transistor

in quanto C_{dbP} e C_{dbN} sono capacità molto piccole se confrontate con C_{S2} . Sostituendo il valore di C_1 nella eq.(3.2.17) si ottiene:

$$\omega_{PD} = \frac{1}{R_0 \cdot C_1} = 3084 \text{ rad/s} \rightarrow f_{PD} = 491 \text{ Hz} \quad (3.2.19)$$

La frequenza di transito della funzione di trasferimento dell'amplificatore in corrispondenza degli 0dB (frequenza di guadagno unitario) è di

$$f_c = 10^{\frac{A_v - 3 \text{ dB}}{20 \text{ dB/dec}}} \cdot 491 \text{ Hz} = 109.9 \text{ MHz} \quad (3.2.20)$$

Il polo non dominante del sistema si trova dalla eq.(3.2.21), dove $C_{eq2} \simeq 2 \text{ pF}$ e comprende anche il carico capacitivo che verrà collegato all'amplificatore che consisterà in un buffer in grado di pilotare la capacità del pad.

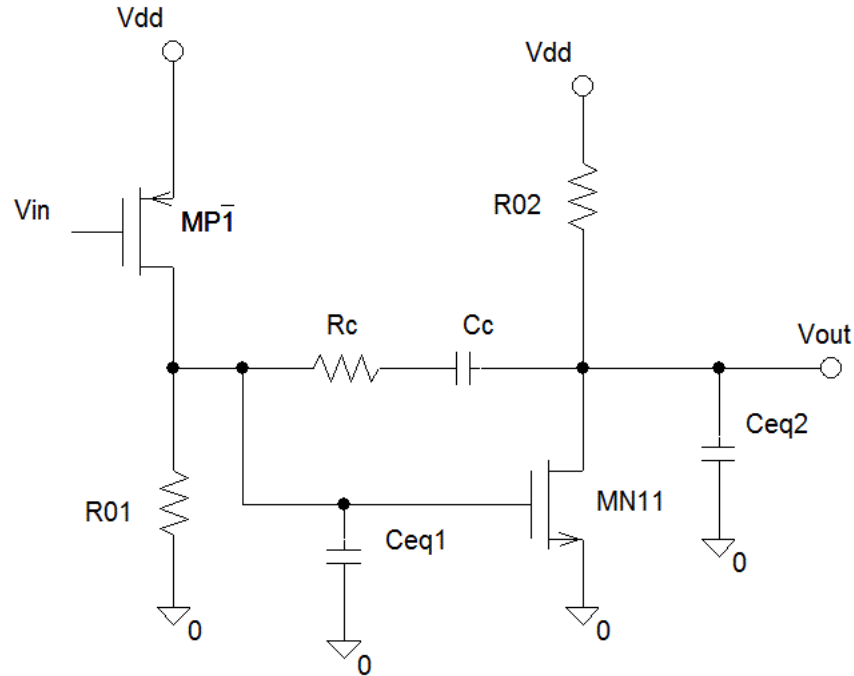


Figura 3.2.8: Schema equivalente dell'amplificatore operazionale con compensazione di Miller

$$\omega_{PND} = \frac{1}{R_{02} \cdot C_{eq2}} = 43,48 \text{MRad/s} \rightarrow f_{PND} \simeq 7 \text{MHz} \quad (3.2.21)$$

Siccome ω_{PND} si trova a frequenza inferiore a ω_c , è necessario aggiungere una compensazione per rendere stabile l'amplificatore operazionale. Si utilizzerà la compensazione di Miller, cioè l'aggiunta di una retroazione al transistor $MN11$ composta da una capacità in serie ad una resistenza, come si vede da fig.3.2.8.

L'aggiunta di questi due componenti comporta due effetti principali: lo spostamento dei poli dominante e non dominante in direzioni opposte (pole splitting) e l'aggiunta di uno zero nella funzione di trasferimento. La capacità

3.2. CIRCUITO DI LETTURA

di compensazione C_c viene amplificata per effetto Miller dal transistor $MN11$ e fa da carico al primo stadio riducendone la banda. Il polo dominante si troverà tramite la relazione eq.(3.2.22), mentre quello non dominante con l'eq.(3.2.23).

$$\omega_{PD} \simeq \frac{1}{R_1 C_c (gm_{11} R_2)} \quad (3.2.22)$$

$$\omega_{PND} \simeq \frac{gm_{11}}{C_{eq1} + C_{eq2}} = 248 MRad/s \rightarrow f_{PND} = 39.49 MHz \quad (3.2.23)$$

Per ottenere un margine di fase di almeno 60° , la frequenza del polo non dominante dovrà essere almeno il doppio rispetto a quella di guadagno unitario, ottenendo così $f_c = \frac{f_{PND}}{2} = 19.75 MHz$. Invertendo la formula eq.(3.2.20) il polo dominante risulta:

$$f_{PD} = \frac{f_c}{10^{\frac{A_v - 3dB}{20dB/dec}}} = 88.22 Hz \rightarrow \omega_{PD} = 554.02 Rad/s \quad (3.2.24)$$

Sostituendo il valore di ω_{PD} nella eq.(3.2.22) è possibile ottenere il valore della capacità necessaria per la compensazione, cioè:

$$C_c = \frac{1}{R_{01} \omega_{PD} (gm_{11} R_{02})} = 345.18 fF$$

Grazie alla simulazione si è individuato il valore ottimale della capacità di compensazione che risulta $500 fF$.

È pertanto necessario dimensionare la resistenza di compensazione per ridurre l'effetto del polo non dominante con lo zero tramite la relazione:

$$R_c = \frac{C_{eq1} + C_{eq2}}{gm_{11} C_c}$$

Sempre attraverso la simulazione è possibile trovare la resistenza di compensazione ottimale $R_c = 8.5 K\Omega$.

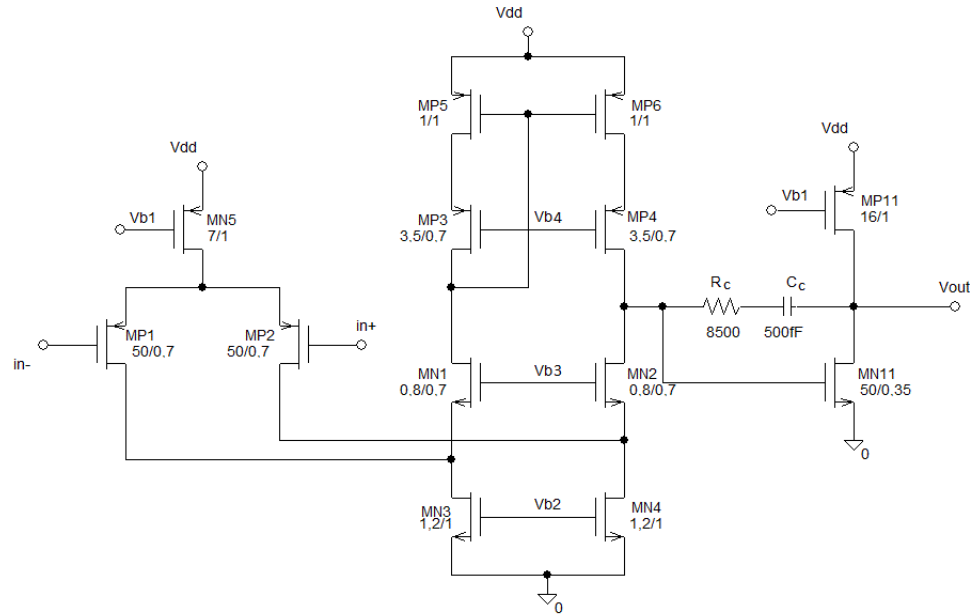


Figura 3.2.9: Dimensioni dell'amplificatore operazionale

È possibile osservare il dimensionamento completo dell'amplificatore in fig.3.2.9.

3.3 Sistema completo

Collegando il detector con l'amplificatore di carica si ottiene il pixel di test per il rilevamento Terahertz completo di fig.3.3.1

Lo schematico è stato progettato tramite il tool software Cadence Virtuoso e simulato con il tool Analog Design Environment, strumenti allo stato dell'arte nella progettazione di circuiti integrati.

Il sistema è stato poi disegnato in layout per risultare compatto e di dimensioni congruenti alla grandezza dell'antenna, in modo da poter essere integrato in una matrice. Durante la progettazione del layout di un circuito integrato uno dei problemi più rilevanti è il matching dei transistor. Nel cir-

3.3. SISTEMA COMPLETO

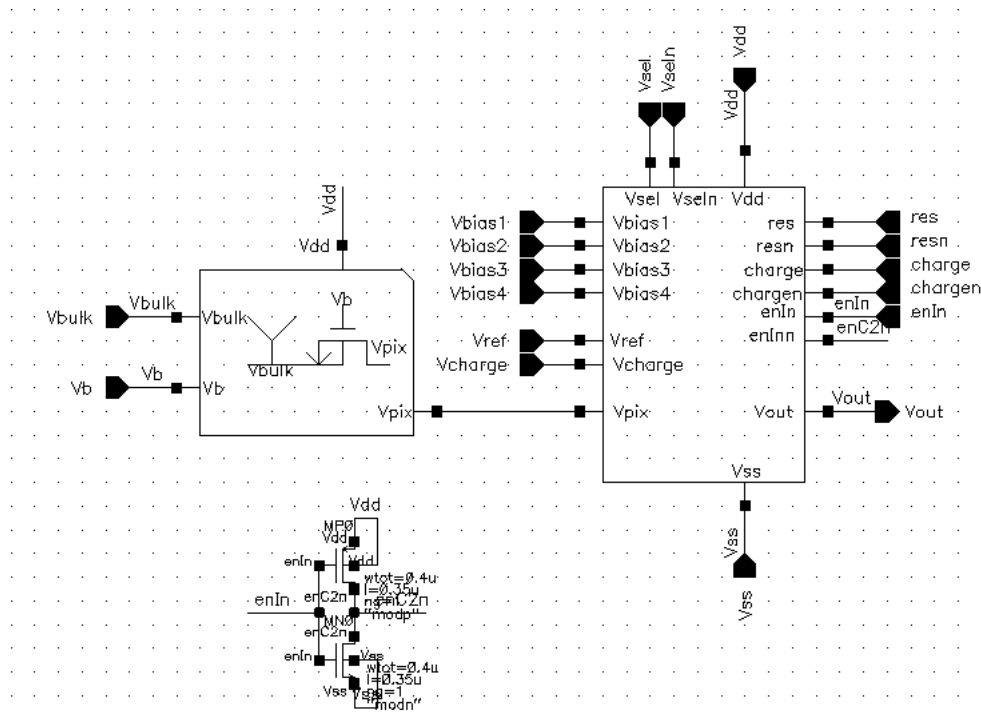


Figura 3.3.1: Schema equivalente realizzato in Cadence

cuito di lettura progettato un mismatch nella coppia differenziale provocherebbe uno sbilanciamento delle correnti che scorrono nei due rami dell'amplificatore, causandone un errato funzionamento. Per evitare questo problema i transistor $MP1$ e $MP2$, sono stati suddivisi in 8 MOS uguali e disposti in layout come descritto in tab.3.3.1 seguendo la regola del centroide.

MP1	MP2	MP2	MP1
MP2	MP1	MP1	MP2
MP2	MP1	MP1	MP2
MP1	MP2	MP2	MP1

Tabella 3.3.1: Disposizione dei transistor della coppia differenziale per ottenere un matching ottimale

Un altro accorgimento per il matching è la replica dei transistor di carico della coppia differenziale ($MN3$ e $MN4$) e del cascode ($MN5$ e $MN6$), cortocircuitandone i terminali di drain e source, per ottenere una corrente di polarizzazione più stabile.

Terminato il layout delle due versioni di pixel si sono verificate le regole di progetto imposte dalla fonderia attraverso il tool DRC. Successivamente è stata verificata la coerenza del circuito progettato nello schema, con il disegno del layout. Quest'ultima operazione prevede l'utilizzo del tool LVS (Layout Versus Schematics) che controlla le differenze fra schematico e layout, per quanto riguarda la connettività e le dimensioni dei dispositivi utilizzati.

Il layout del detector con circuito di lettura in corrente è mostrato in fig.3.3.3.

Mentre quello con lettura in tensione, in fig.(3.3.3).

La micrografia del chip completo, con in evidenza i blocchi è mostrata in fig.(3.3.4)

3.3. SISTEMA COMPLETO

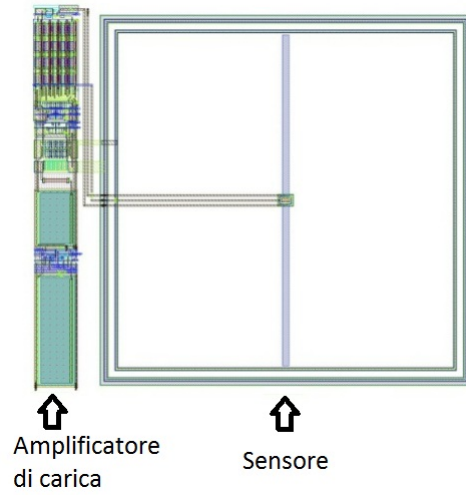


Figura 3.3.2: Layout del detector con amplificatore di carica

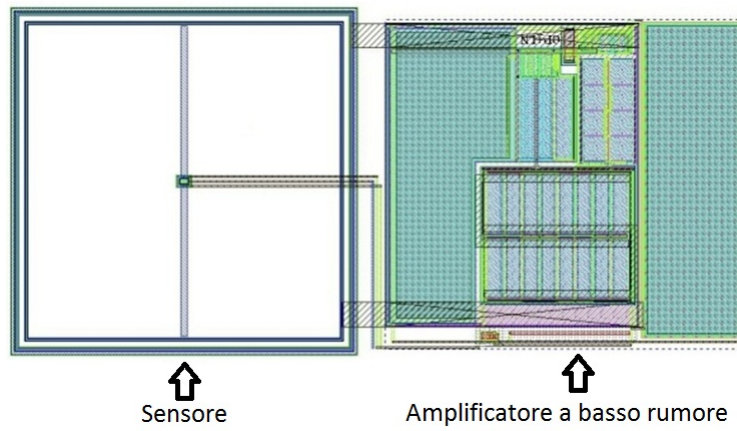


Figura 3.3.3: Layout del detector con amplificatore di tensione a basso rumore

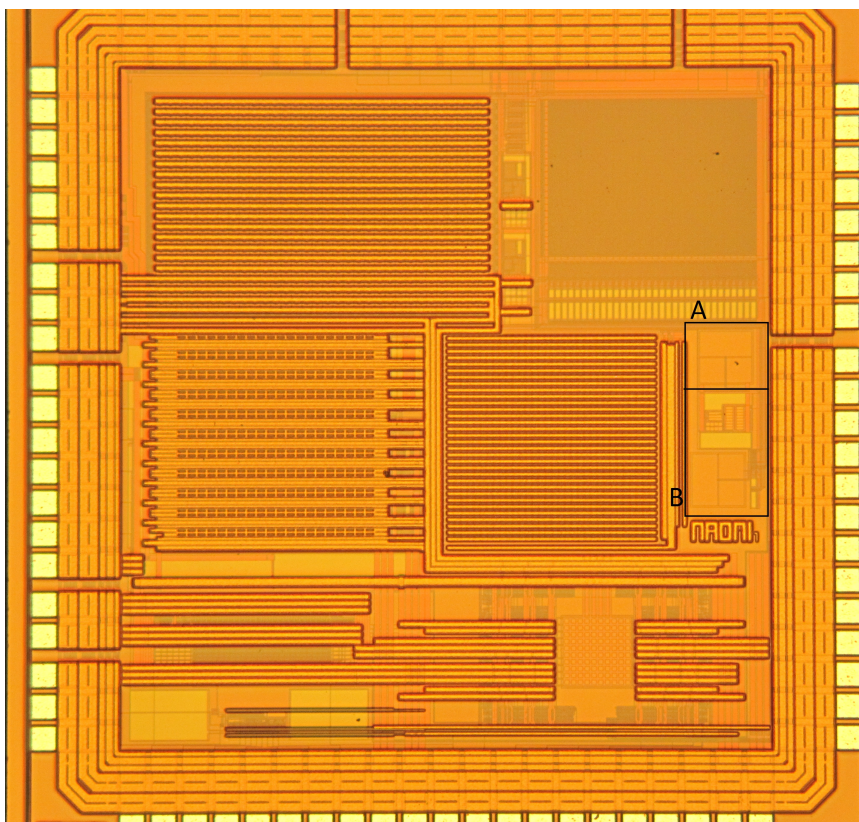


Figura 3.3.4: Micrografia del chip contenente i pixel progettati. A) Lettura in corrente B) Lettura in tensione

Capitolo 4

SIMULAZIONI CIRCUITALI

In questo capitolo si cercherà di validare il modello del sensore attraverso delle simulazioni. Nel paragrafo 4.1 verranno presentate le simulazioni del sensore, nel paragrafo 4.2 quelle dell'OTA e nel paragrafo 4.3 le simulazioni dell'intera struttura del detector.

4.1 Sensore terahertz

Per verificare i risultati ottenuti tramite i calcoli teorici sono necessarie alcune simulazioni del sensore, realizzate con i tools software Mentor Graphics e Cadence Virtuoso utilizzando il design kit di AMS c35b4. Il transistor utilizzato come rilevatore ha dimensioni di $W = 4\mu m$ e $L = 0.35\mu m$ ed è mantenuto in moderata inversione tramite una $V_{GS} = 0.655V$. Inizialmente è stato verificato che la risposta del sensore segua un andamento quadratico rispetto all'onda di tensione. La corrente I_{DS} si può calcolare tramite la eq.(2.1.36).

Si nota come il risultato della simulazione in fig.4.1.1 si sovrapponga molto bene con in calcolo effettuato, è quindi ragionevole ipotizzare che il modello teorizzato nel paragrafo 2.1.4 sia attendibile. Affiancando i risultati della simulazione con quelli trovati analiticamente si nota una lieve discrepanza,

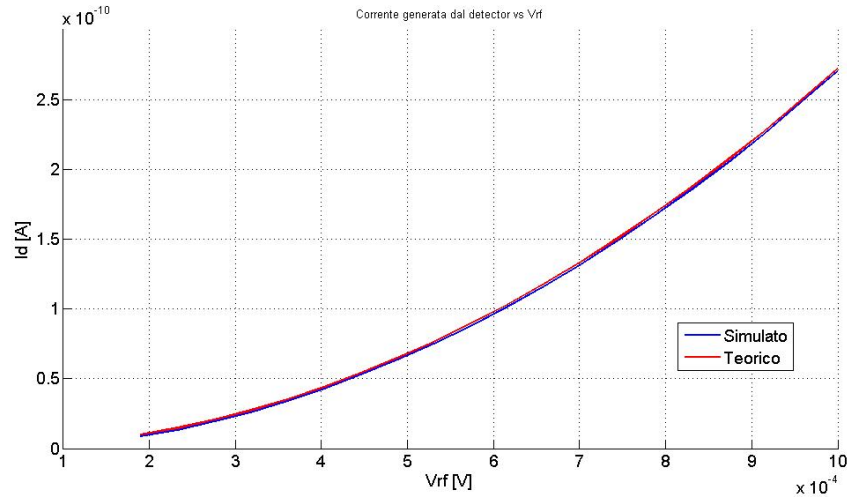


Figura 4.1.1: Corrente generata dal detector in funzione di Vrf simulata e calcolata teoricamente

dovuta alla maggiore accuratezza del modello simulato. In fig.4.1.2 è possibile osservare come nella curva simulata la corrente abbia un massimo e poi diminuisca, mentre nel modello rimane costante al valore massimo.

La corrente di rumore simulata inoltre, fig.4.1.3, è minore di quella calcolata analiticamente, questo perché il modello matematico del rumore ne sovrastima la densità di potenza.

Combinando analiticamente le curve trovate tramite simulazione con l'eq.(1.4.2) e considerando l'adattamento di carico perfetto tra antenna e detector, si può valutare la responsività (fig.4.1.4).

Analogamente, ma tramite l'eq.(1.4.4), si ottiene il grafico della NEP del detector in fig.4.1.5. Si nota come i minimi delle curve siano in punti leggermente diversi, questo perché il modello del simulatore è più complesso e prende in considerazione anche la variazione della tensione di soglia del transistor per effetto body.

La simulazione inoltre mostra come sia possibile ottenere un margine di miglioramento della NEP, dovuto alla differenza fra il calcolo e la simulazione

4.1. SENSORE TERAHERTZ

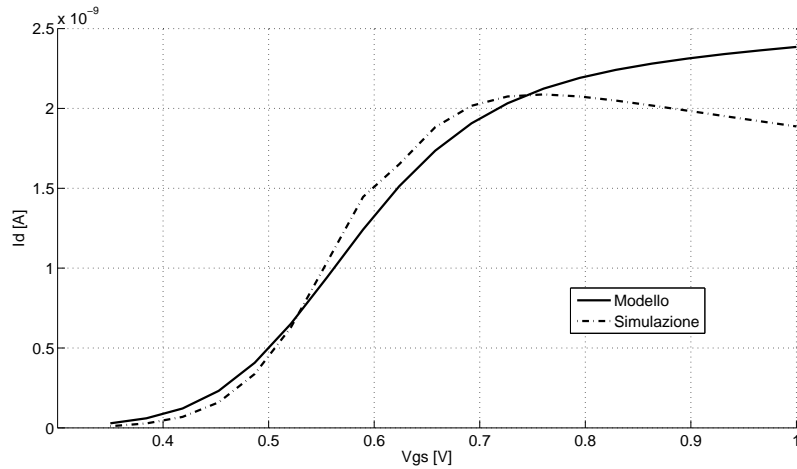


Figura 4.1.2: Corrente generata dal detector al variare della tensione di polarizzazione V_{GS} . Differenza fra calcolo teorico e simulazione.

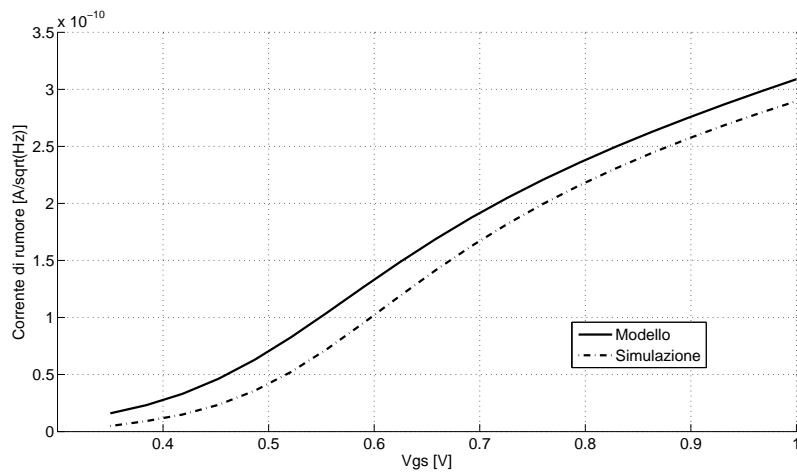


Figura 4.1.3: Corrente di rumore generata dal transistor al variare della polarizzazione. Sovrapposizione della curva calcolata analiticamente e quella simulata

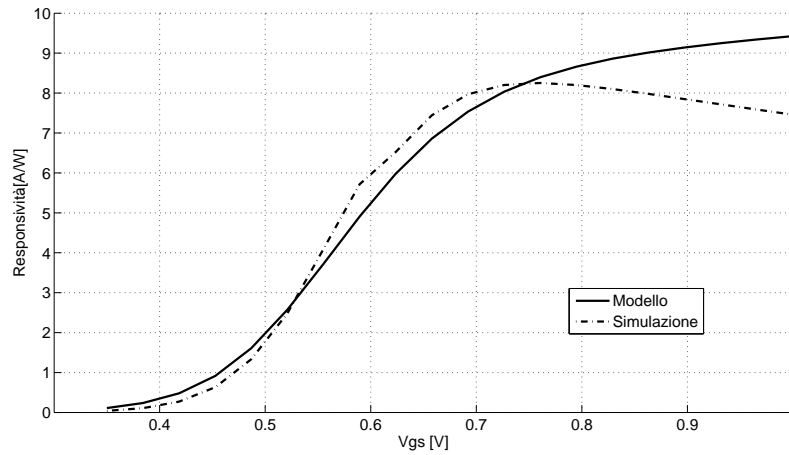


Figura 4.1.4: Responsività in funzione di V_{GS} , comparazione fra modello teorico e simulazione

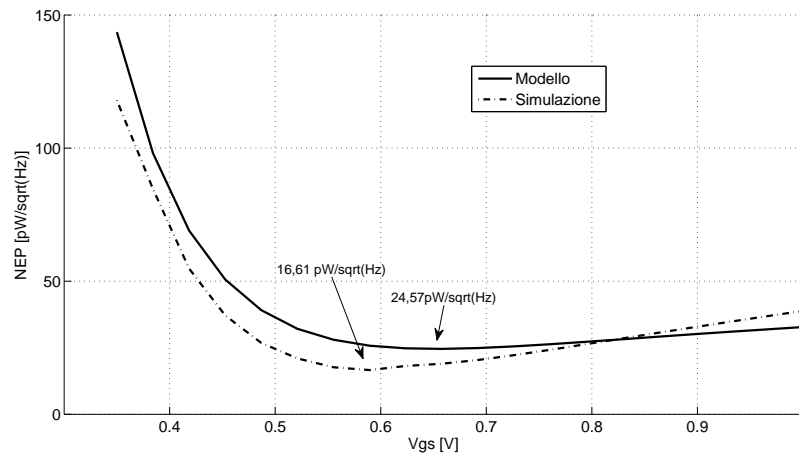


Figura 4.1.5: Noise Equivalent Power in funzione della polarizzazione del transistor. Sovrapposizione dati di simulazione con calcoli teorici

del rumore che risulta notevolmente sovrastimato nella teoria. In conclusione il punto di lavoro ottimale per il detector si avrà con $V_{GS} = 0.589V$, come si vede in fig.4.1.5.

Per quanto riguarda la dimensione del transistor si conferma quanto già osservato in teoria: aumentandone la larghezza è possibile migliorare la risposta del sensore. Ci saranno però dei limiti rispetto allo spazio disponibile, inoltre il transistor viene visto dall'antenna come un carico capacitivo, aumentando W quindi si va ad incrementare il valore della capacità del MOS ed a spostare la frequenza di risonanza dell'accoppiamento fra antenna e detector.

Una delle ipotesi per il funzionamento del detector, secondo la teoria delle plasma waves analizzata nel cap.2.1.1, prevede che il transistor abbia $V_{DS} = 0$. Questo è garantito dall'OTA, che idealmente mantiene i suoi ingressi allo stesso potenziale DC, ma negli amplificatori reali si verifica sempre una differenza di potenziale costante tra gli ingressi, che viene chiamata tensione di offset. Essa è modellabile come un generatore di tensione costante in serie ad uno dei morsetti dell'operazionale. La tensione di offset, applicata al drain, indurrà una corrente costante che andrà a scorrere nel canale del transistor.

La corrente causata dalla tensione di offset si somma alla corrente generata (fig.4.1.6) per la rilevazione dell'onda Terahertz, incrementando inoltre il rumore del MOSFET. Infatti come si vede dalla eq.(A.2.1) e dalla fig.4.1.7 il rumore flicker generato dal transistor dipende dalla corrente che scorre nel canale.

Si avrà quindi un incremento del rumore che andrà a degradare la NEP del detector. Infatti osservando la fig.4.1.8 si nota come questa aumenti proporzionalmente all'aumento della tensione di offset.

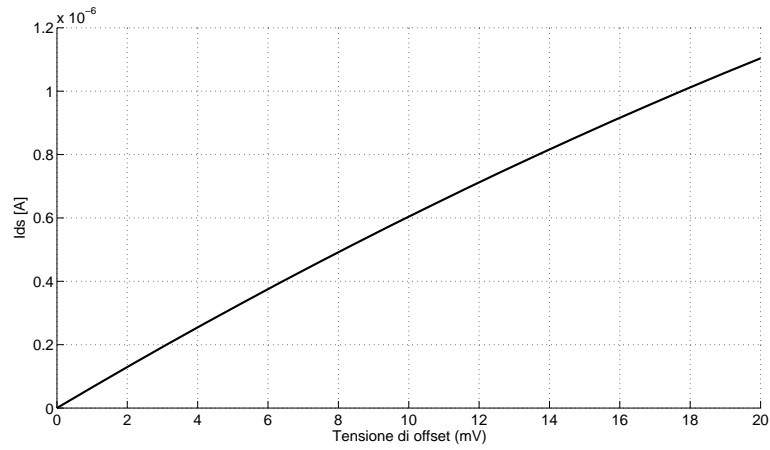


Figura 4.1.6: Corrente generata dal sensore in funzione della tensione di offset con onda terahertz nulla

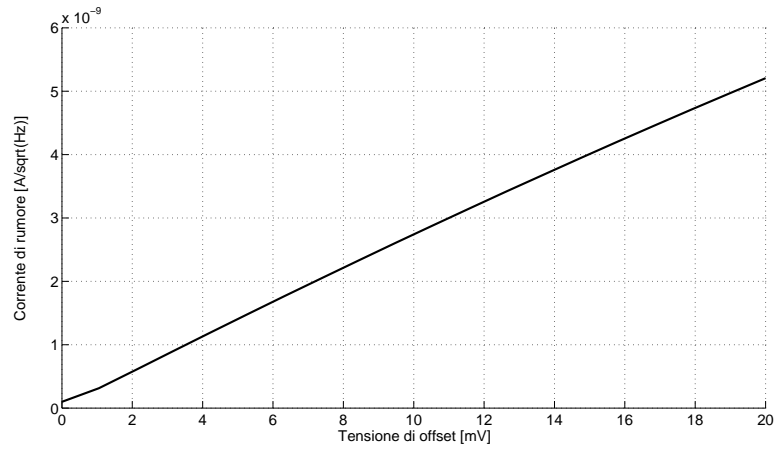


Figura 4.1.7: Corrente di rumore al variare della tensione di offset

4.2. OTA

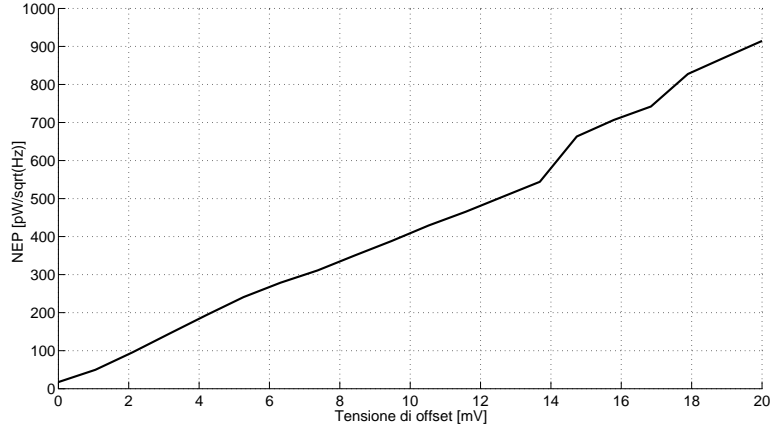


Figura 4.1.8: Noise Equivalent Power in funzione dell'offset dovuto all'amplificatore operazionale.

Caratteristica	Valore
A_{DC}	106, 14dB
GBW ¹	45,86MHz
PM	63, 93°
Potenza Dissipata	93, 42μW

Tabella 4.2.1: Caratteristiche principali dell'OTA simulate

4.2 OTA

Le caratteristiche nominali principali dell'OTA, ottenute in simulazione, sono riassunte in Tab.4.2.1, il carico considerato è di 500fF.

In fig.4.2.1 è possibile vedere il guadagno in frequenza dell'amplificatore operazionale e in fig.4.2.2 la fase².

In fig.4.2.3 è illustrata la variazione del guadagno ad anello aperto, rispetto alla tensione di modo comune $V_{CM} = \frac{V^+ + V^-}{2}$, esso rimane costante finché i mosfet che costituiscono lo stadio di ingresso non si spengono.

²In simulazione, per trovare il guadagno ad anello aperto di un OTA, è necessario comunque retroazionarlo con una resistenza di valore molto alto e connettere una capacità in ingresso anch'essa molto elevata.

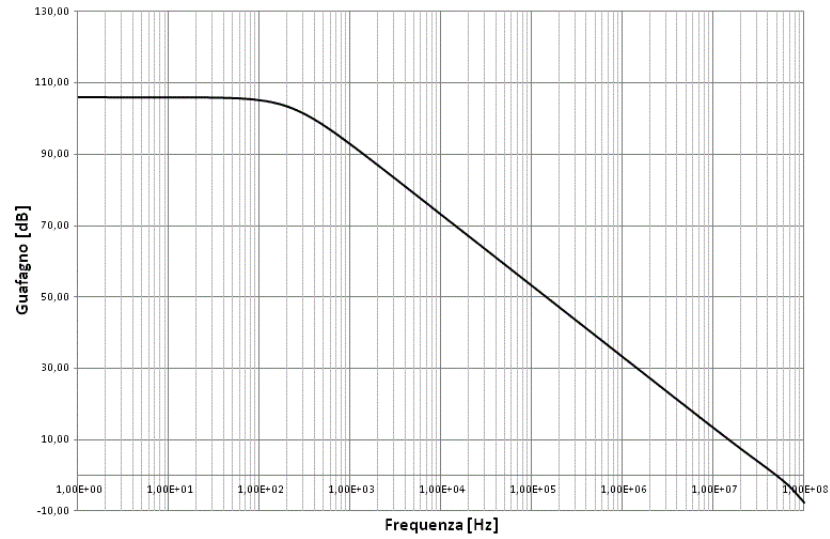


Figura 4.2.1: Modulo della funzione di trasferimento dell'OTA

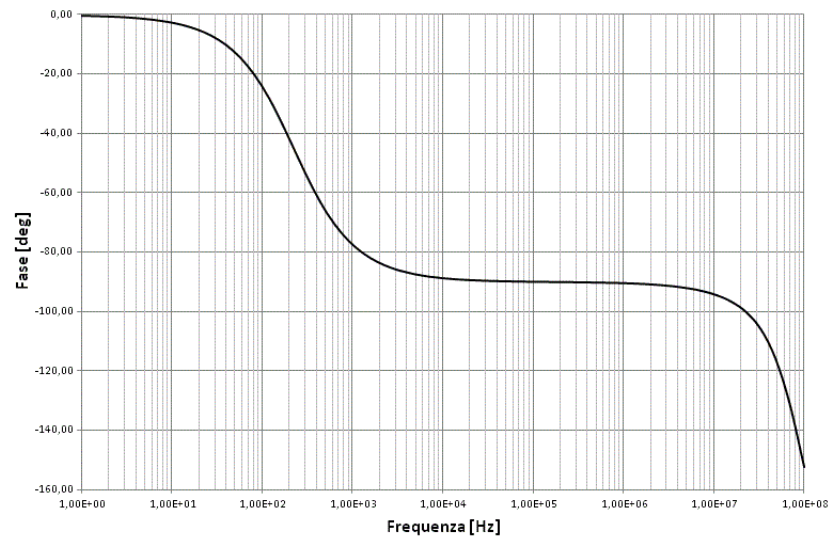


Figura 4.2.2: Fase della funzione di trasferimento dell'OTA

4.2. OTA

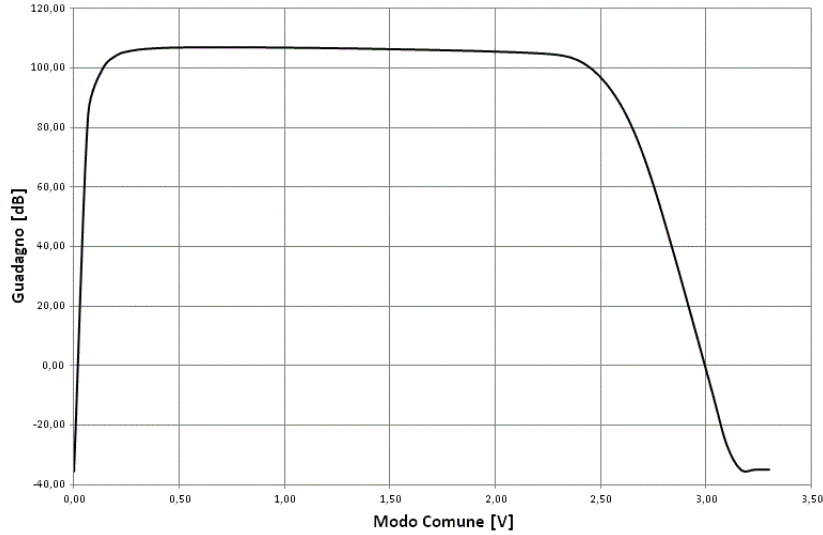


Figura 4.2.3: Guadagno DC dell'amplificatore al variare della tensione di modo comune

Per valutare la variazione delle caratteristiche e in particolare la stabilità dell'amplificatore sono state ripetute le simulazioni per diversi carichi capacitivi. I risultati sono riassunti in Tab.4.2.2

Caratteristica	Valore ($C_L = 500fF$)	Valore ($C_L = 1pF$)	Valore ($C_L = 1.5pF$)
Av	106.14dB	106.14dB	106.14dB
PM	63.75°	52.22°	45.58°
GBW	45.85MHz	45.85MHz	45.85MHz

Tabella 4.2.2: Caratteristiche dell'OTA al variare del carico applicato

Successivamente è stata valutata l'analisi montecarlo del guadagno DC dell'amplificatore, del suo margine di fase e del GBW. Il modo comune dell'amplificatore è stato mantenuto a 1,65V e il carico considerato è stato di 500fF.

Nel grafico della distribuzione del guadagno DC dell'OTA (fig.4.2.4), si nota che essa ha una media di 103,85dB e una varianza di 10,17dB.

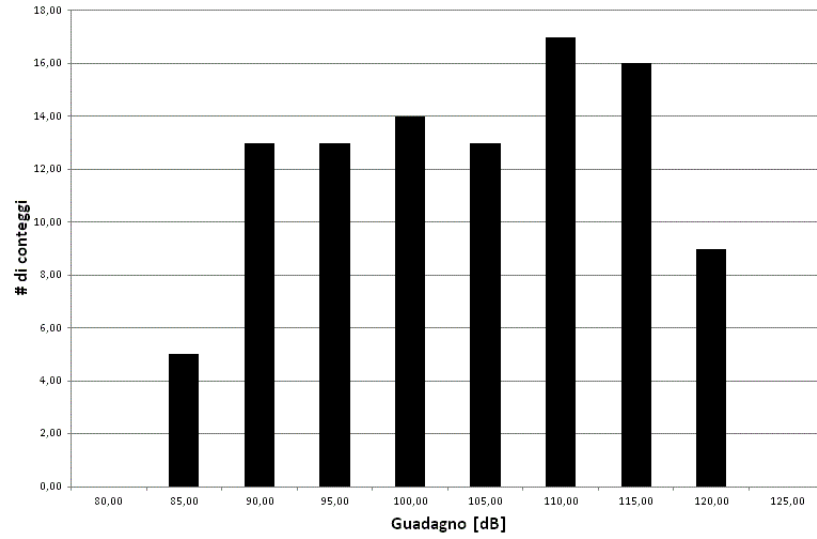


Figura 4.2.4: Simulazione montecarlo del guadagno DC dell'amplificatore

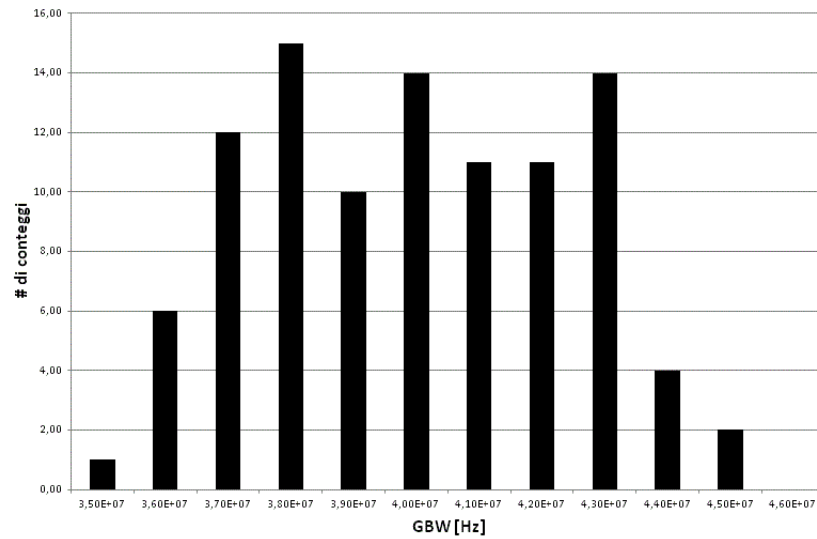


Figura 4.2.5: Simulazione montecarlo del GBW

4.3. AMPLIFICATORE DI CARICA

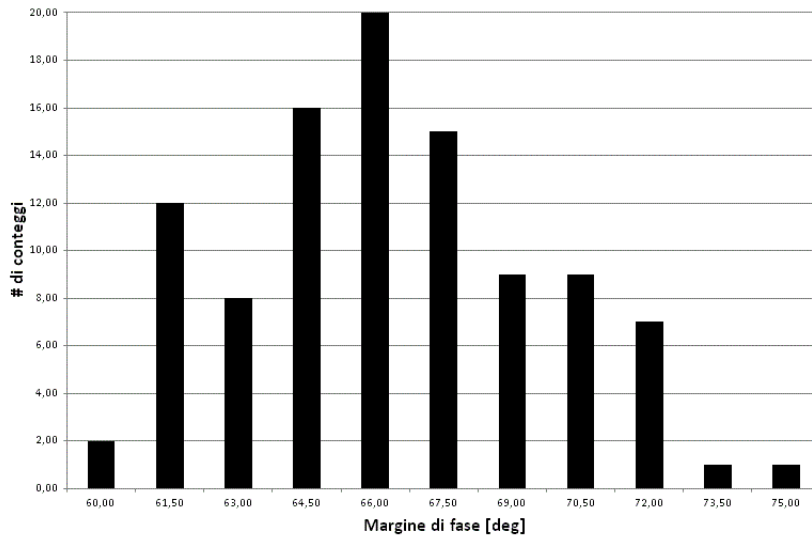


Figura 4.2.6: Simulazione montecarlo del margine di fase dell'amplificatore

In figura 4.2.5 quello della distribuzione della GBW, con una media di $40MHz$ e una varianza di $2,45MHz$.

I parametri più importanti per valutare la robustezza dell'OTA sono la media e la varianza dell'analisi montecarlo sul margine di fase che forniscono l'esatta informazione sulla stabilità del sistema, al variare dei parametri di processo. Per l'amplificatore progettato, il valore medio della distribuzione di probabilità del margine di fase è di 66.35° , con una deviazione standard di 3.33° da cui si deduce un'ottima stabilità al variare dei parametri di processo, quindi una buona robustezza.

4.3 Amplificatore di carica

I segnali di controllo dell'amplificatore di carica sono CHARGE e RES che sono generati dallo stesso segnale di clock, il quale ha un periodo di $100\mu s$ e un duty cycle del 10%. CHARGE e RES vengono generati tramite un circuito di non sovrapposizione (fig.(B.0.1) in appendice) per non essere mai attivi

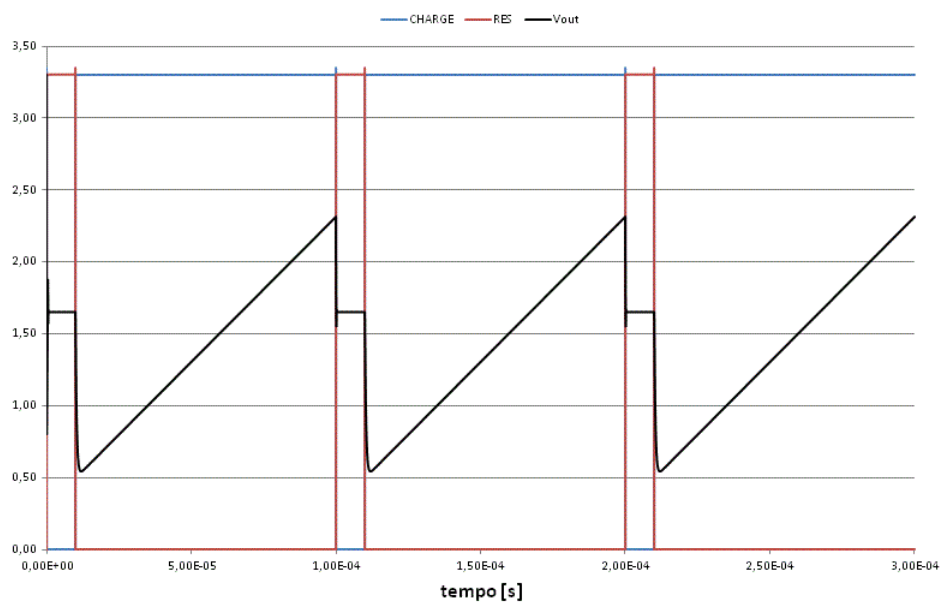


Figura 4.3.1: Andamento dell'uscita dell'amplificatore di carica in tre periodi di integrazione

contemporaneamente³. La tensione di precarica V_{charge} viene impostata a 500mV, mentre quella di modo comune dell'OTA è $V_{CM} = 1.65V$.

Nella fig.4.3.1 è rappresentata l'integrazione della corrente generata dal detector in 3 periodi di clock. Il segnale d'uscita viene caricato al valore della tensione di precarica, per poi aumentare linearmente come effetto dell'integrazione di carica, infine viene resettato e reimpostato il valore di precarica.

³Se lo fossero il circuito di precarica connetterebbe il nodo V_{charge} direttamente all'uscita dell'OTA, rischiando di corrompere il valore di RESET

Capitolo 5

MISURE

In questo capitolo verranno illustrate le misure effettuate sul sensore.

5.1 Setup di misura

Il sensore è stato montato su una scheda di test in grado di fornire i riferimenti, di corrente e tensione, necessari al suo funzionamento. Nei primi test elettrici con sensore oscurato¹, la corrente di riferimento necessaria al funzionamento è risultata più alta rispetto al valore nominale. Quindi per un corretto funzionamento la corrente di bias fornita è stata di $20\mu A$ invece che $10\mu A$, la motivazione di questo scostamento è da ricercarsi nel circuito che genera le correnti di polarizzazione, realizzato per diversi circuiti e quindi probabilmente sovraccaricato. Un altro problema riscontrato riguarda l'amplificatore di carica poiché, a causa della bassa impedenza vista dall'ingresso dell'OTA e dal rumore generato dal sensore, il comportamento dell'integratore non è valido per valori di polarizzazione del detector maggiori di $0.465V$. Inoltre il valore della tensione di soglia del transistor usato come sensore è stata estratta dalle misure e vale $0.35V$ invece che $0.5V$. Tutto ciò sembra

¹è stato messo una piastrina di alluminio sopra al sensore per oscurare tutti i tipi di radiazione che sarebbero potuti incidere sul sensore

essere causato da una sottostima della conduttanza del canale, ma ad oggi non è stato ancora compreso a fondo il perché di questa differenza.

Per poter verificare che il sensore fosse sensibile alla radiazione Terahertz, è stato montato su un banco ottico con una sorgente formata da una lampada a scarica di mercurio. La distanza fra sensore e lampada è stata misurata $d = 0.53m$ per valutare l'attenuazione dovuta all'aria. Fra sensore e sorgente è stata installata una lente biconvessa appositamente per le frequenze Terahertz, posizionata in modo che la radiazione divergente dall'uscita della lampada fosse focalizzata sul sensore. L'allineamento è stato eseguito osservando la luce visibile emessa dalla lampada e concentrata dalla lente, successivamente è stato introdotto prima del sensore un filtro ottico passa-banda nelle frequenze Terahertz. La stima della potenza dell'onda Terahertz incidente sul pixel è di $800pW^2$.

La misura è stata effettuata con l'oscilloscopio Lecroy Wavepro 7200 che permette di accumulare ed effettuare la media su un numero definito di misure. Come già illustrato nel paragrafo 3.2.3, è necessario accumulare e mediare il segnale, per raggiungere il tempo di misura definito nella sezione 3.1.4. Avendo generato un clock di $100\mu s$, con un duty-cycle del 10%, si ottiene un tempo di integrazione di $90\mu s$. Per raggiungere i 100ms è necessario accumulare 1111 misure che verranno mediate dall'oscilloscopio.

Variando la tensione di polarizzazione del detector è stato possibile eseguire le misure sul segnale generato dal circuito di lettura e sul rumore. Queste vanno poi riportate all'ingresso del circuito di lettura tramite l'inversione della formula eq.(3.2.2), considerando $C_{int} = 100fF$, $T_{int} = 0,1s$ e la potenza stimata sul pixel di $800pW$.

La fig.5.1.1 mostra la corrente rilevata dal sensore al variare della polarizzazione, si nota come la curva sia traslata rispetto a quella calcolata a causa della variazione della tensione di soglia del MOSFET.

²La potenza di emissione della lampada è di circa $100\mu W$ diffuso in tutte le direzioni, è stata presa in considerazione la porzione di potenza raccolta dalla lente e focalizzata sul chip.

5.1. SETUP DI MISURA

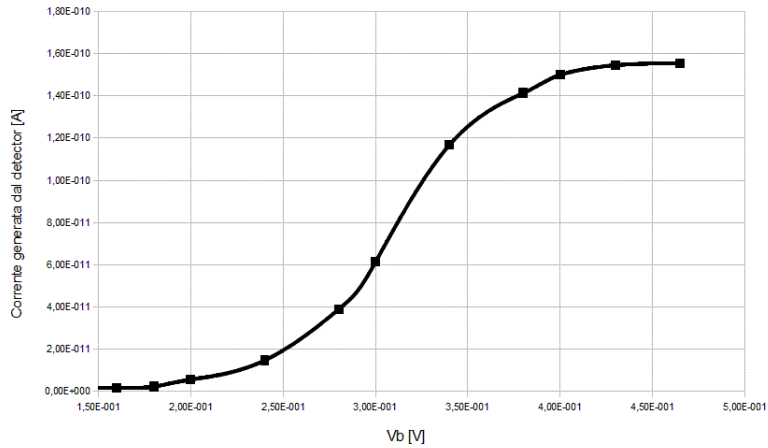


Figura 5.1.1: Corrente generata dal sensore in funzione della polarizzazione del transistor

La corrente di rumore generata dal sistema è illustrata in fig.5.1.2.

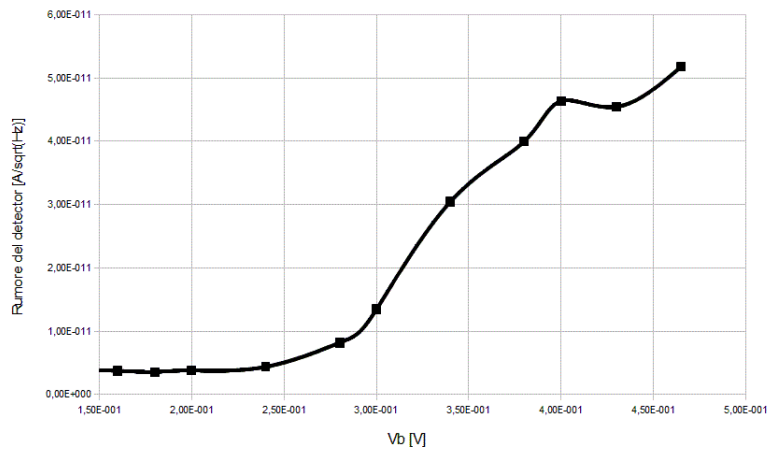


Figura 5.1.2: Corrente di rumore riportata all'ingresso dell'amplificatore di carica

Infine è possibile valutare la responsività del sensore (fig.5.1.3) e la NEP (fig.5.1.4) utilizzando le misure di corrente generata e di rumore nelle equa-

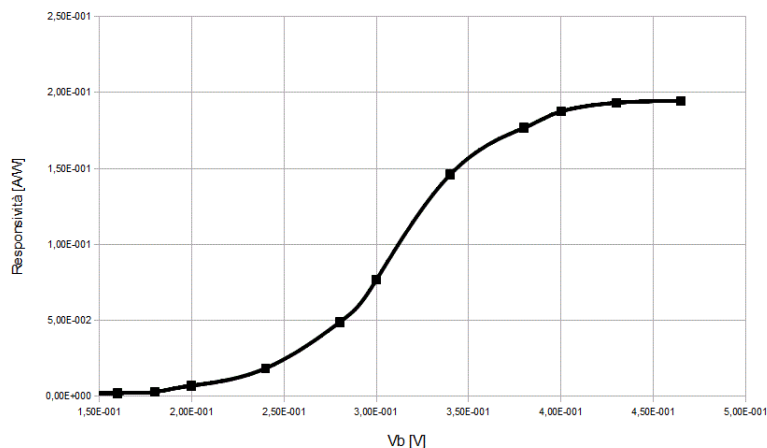


Figura 5.1.3: Responsività del sensore estratta dalle misure

zioni eq.(1.4.2) e eq.(1.4.4).

La fig.5.1.4 mostra come la NEP del sensore sia di $141.23pW/\sqrt{Hz}$, un valore molto più alto di quello calcolato nella trattazione teorica. In questo caso però non è stato possibile comprendere la natura delle differenze tra sensore realizzato e modello sviluppato. Questo è in primis dovuto all'impossibilità di caratterizzare la sorgente, infatti la potenza di emissione è stata stimata in base alla potenza della lampada. Inoltre essendo una sorgente a banda larga non è possibile sapere se il sensore stesse osservando la gamma di frequenze previste dalla trattazione teorica.

Nonostante l'incertezza sulla frequenza rilevata, è ragionevole supporre che il sensore stia rilevando delle onde Terahertz. Questo primo risultato dovrà poi essere confermato da altre misure, utilizzando una sorgente caratterizzata.

5.1. SETUP DI MISURA

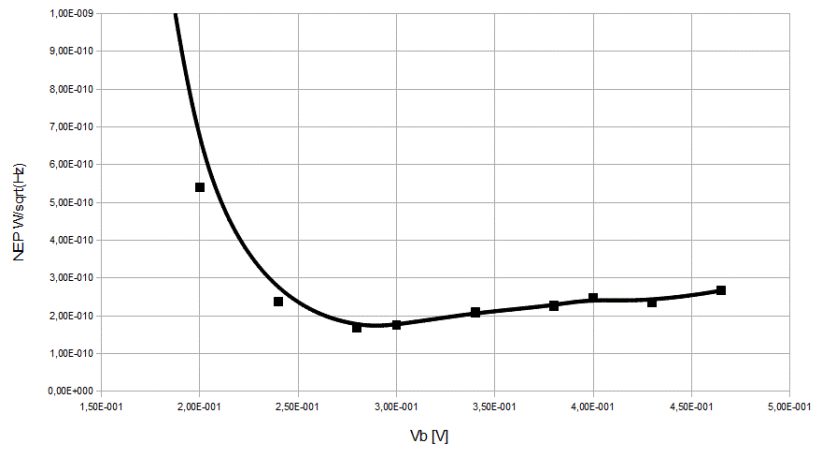


Figura 5.1.4: NEP del sensore estratta dalle misure

Capitolo 6

CONCLUSIONI

Il tirocinio in FBK, durato circa 12 mesi, ha reso possibile lo studio delle onde Terahertz, una gamma di frequenze ancora poco esplorate e che sta attirando sempre più l'interesse della comunità scientifica. Sulla base dello studio delle teorie delle plasma waves e del self-mixing, è stato sviluppato un sensore in grado di rilevare onde THz in assenza di illuminazione e che potesse essere inserito in una matrice per realizzare un imager.

Inizialmente è stato sviluppato il modello del sensore, mettendo in evidenza i parametri di progetto principali del transistor e conservando la relazione con le teorie studiate per questo detector. Infatti le equazioni che descrivono la corrente generata, la responsività e la NEP, hanno come variabili le dimensioni del transistor ed indirettamente quelle dell'antenna. Il modello è stato comparato con le simulazioni BSIM e con quella Matlab della teoria delle plasma waves e le differenze riscontrate sono state minime perché dovute all'accuratezza del calcolo del rumore. Il modello risulta quindi valido e per questo è stato usato nella la progettazione del sensore, ottenendo una NEP simulata di $24.56pW/\sqrt{Hz}$.

Il sensore ed il circuito di lettura sono stati progettati in tecnologia CMOS $0.35\mu m$ HighVoltage di AMS, riuscendo ad ottenere delle dimensioni contenute ed un consumo di potenza congrui all'inserimento del detector in una

matrice. Sono state sviluppate due versioni del circuito di lettura: la prima con lettura in corrente ha dimensioni $225 \times 225 \mu m$ ed un consumo di $79.2 \mu W$ quindi adatto ad una matrice, mentre la seconda con lettura in tensione ha dimensioni di $225 \times 450 \mu m$, un consumo di $155.7 \mu W$ ed è utilizzabile in un array lineare.

Questo lavoro è stato valorizzato attraverso la stesura di un articolo scientifico che è stato accettato e pubblicato alla conferenza SPIE Photonics Europe[40].

La progettazione di questo sensore ha richiesto l'apprendimento degli strumenti di simulazione della suite Cadence Virtuoso e Matlab e uno sviluppo della conoscenza delle tecniche di progettazione di circuiti integrati analogici, in particolare quelle di layout.

I test sul detector hanno consentito di sviluppare ed approfondire le tecniche di misura sui circuiti, in particolare quelle relative alla caratterizzazione di sensori ottici. Attraverso queste sperimentazioni si è verificato come il sensore sia in grado di rilevare le onde THz con una NEP stimata di $141.23 pW / \sqrt{Hz}$.

La linea di ricerca sui transistor FET come rilevatori di onde THz in FBK è iniziata con questo progetto e sta proseguendo grazie anche ai risultati positivi ottenuti. Si stanno utilizzando tecnologie SOI (Silicon On Insulator) a $130 nm$ che permettono di avere una lunghezza inferiore dei transistor e una maggiore immunità al rumore; si stanno studiando delle antenne più performanti e degli accoppiamenti fra antenna e mosfet migliori e si sta lavorando per avere dei circuiti di lettura in grado di introdurre il minor quantitativo di rumore possibile. Grazie a queste modifiche sarà possibile ottenere un imager nelle frequenze Terahertz in grado di rilevare in assenza di illuminazione, caratteristiche che lo rendono un sensore all'avanguardia in questo settore.

Appendice A

INTEGRAZIONE E RUMORE

Il tipo di dispositivo che si vuole esaminare è un transistor MOSFET che genera una corrente proporzionale alla potenza dell'onda incidente. Il segnale che dovrà essere letto è molto basso e l'unico modo per portarlo ad un'ampiezza sufficiente per essere elaborata, è integrarlo. Questo si ripercuote anche sul rumore generato dal detector, il quale viene a sua volta integrato limitandone la banda. Ai fini del calcolo del rumore si dovrà tener conto sia del tempo di integrazione che del tempo di osservazione: il primo è la finestra temporale di misurazione effettiva del segnale (e del rumore), il secondo il tempo totale di funzionamento del dispositivo. Il problema consiste nel trovare, durante il tempo di funzionamento, il rumore integrato e la sua proporzione rispetto al segnale. La funzione di trasferimento di un integratore con reset, assumendo che l'integrazione inizi a tempo $T = 0$ e abbia durata T_{int} , si può calcolare con la trasformata di Laplace unilatera nell'intervallo $[0 T_{int}]$. L'integrale fra 0 e T_{int} può essere ottenuto tramite la differenza fra l'integrale fra $[0 + \infty]$ e $[T_{int} + \infty]$ dove il secondo termine è la traslazione nel tempo del segnale di ingresso, la trasformata quindi può essere espressa come:

$$H_{int}(s) = \frac{\omega_{int} \cdot (1 - e^{-s \cdot T_{int}})}{s} \quad (\text{A.0.1})$$

dove ω_{int} è l'inverso del tempo di integrazione. Il tempo finito di osser-

vazione del segnale equivale ad una finestra temporale da tempo 0 a T_{oss} moltiplicata al segnale. Per ottenere la funzione di trasferimento del sistema si deve valutare la risposta all'impulso, trasformando secondo Laplace il prodotto nel tempo di un impulso per una finestra rettangolare. Questo equivale alla convoluzione della costante unitaria con un sinc:

$$H_{on}(s) = \int_0^s 1 \cdot \frac{\sin(k \cdot T_{oss})}{k \cdot T_{oss}} dk \quad (A.0.2)$$

Il risultato di questo integrale non esiste in forma compatta, ma il suo modulo segue il comportamento di un filtro passa basso. Per questo il modulo approssimato di questo integrale è:

$$|H_{ON}^{app}(\omega)| = \frac{\omega \cdot T_{oss}}{\sqrt{1 + (2 \cdot \cos \frac{\omega \cdot T_{oss}}{\pi})^2}} \quad (A.0.3)$$

Per ottenere la densità spettrale di potenza del rumore in uscita S_{NOUT}^2 si applica la teoria del filtraggio di rumore, si ottiene:

$$S_{NOUT}^2 = \int_0^\infty S_n^2(\omega) \cdot |H_{int}^{app}(\omega)|^2 \cdot |H_{ON}^{app}(\omega)|^2 d\omega \quad (A.0.4)$$

La funzione di trasferimento di un segnale DC dovuta all'integrazione è:

$$\frac{\Delta S_{OUT}}{\Delta S_{IN}} = \omega_{int} \cdot T_{int} \quad (A.0.5)$$

Quindi il rumore riferito all'ingresso risulta:

$$S_{NIN}^2 = \frac{\Delta S_{NOUT}^2}{\omega_{int}^2 \cdot T_{int}^2} \quad (A.0.6)$$

In un MOS, essendo le sorgenti di rumore scomponibili in rumore termico e rumore flicker, è necessario trattare i due contributi indipendentemente visto che la seconda sarà dipendente dalla frequenza.

A.1 Rumore Termico

In un transistor MOSFET il canale si comporta come una resistenza, il cui valore è controllato dalla tensione di gate. Per questo l'agitazione termica dei portatori genera una corrente di rumore termico, cioè un rumore bianco che ha una densità spettrale di potenza costante. È possibile modellare, con un generatore di corrente fra drain e source, il rumore termico prodotto dal canale. Esso è definito come segue:

$$i_w^2(f) = 4 \cdot k_b \cdot T \cdot G_{ds} \quad (\text{A.1.1})$$

Il rumore riferito in ingresso dovuto all'integrazione è dato dalla formula inversa dell'eq.(A.0.4):

$$S_{nWin}^2 = \frac{i_w^2 \cdot \pi^2}{T_{int} + \frac{4 \cdot T_{oss}}{\pi}} \cdot \frac{T_{oss}}{T_{int}} \quad (\text{A.1.2})$$

Essendo $T_{oss} \gg T_{int}$ si ottiene:

$$S_{nWin}^2 \simeq \frac{i_w^2 \cdot \pi}{4 \cdot T_{int}} \quad (\text{A.1.3})$$

A.2 Rumore Flicker

La conduzione di corrente in un MOSFET avviene all'interfaccia tra l'ossido e il semiconduttore. I difetti cristallini dovuti alla discontinuità dell'interfaccia Si/SiO_2 , introducono degli stati energetici non previsti che trattengono e rilasciano i portatori in modo casuale, introducendo un rumore chiamato flicker. Il rumore flicker non ha una densità spettrale di potenza costante, ma è proporzionale a $1/f$. Come il rumore termico è anch'esso modellabile tramite un generatore di corrente in parallelo a drain e source con valore:

$$i_f^2(f) = \frac{K_f \cdot I_d^{\alpha_f}}{C_{ox} \cdot L^2} \cdot \frac{1}{f} \quad (\text{A.2.1})$$

riportandolo all'ingresso dell'integratore, utilizzando la formula inversa dell'eq.(A.0.4) si ottiene:

$$S_{nWin}^2 = \frac{i_f^2 \cdot (2 \cdot \pi^2 \cdot T_{oss})^2}{16 \cdot T_{oss} - \pi^2 \cdot T_{int}^2} \cdot \ln\left(\frac{4 \cdot T_{oss}}{\pi \cdot T_{int}}\right) \quad (\text{A.2.2})$$

Appendice B

CIRCUITO DI NON SOVRAPPOSIZIONE

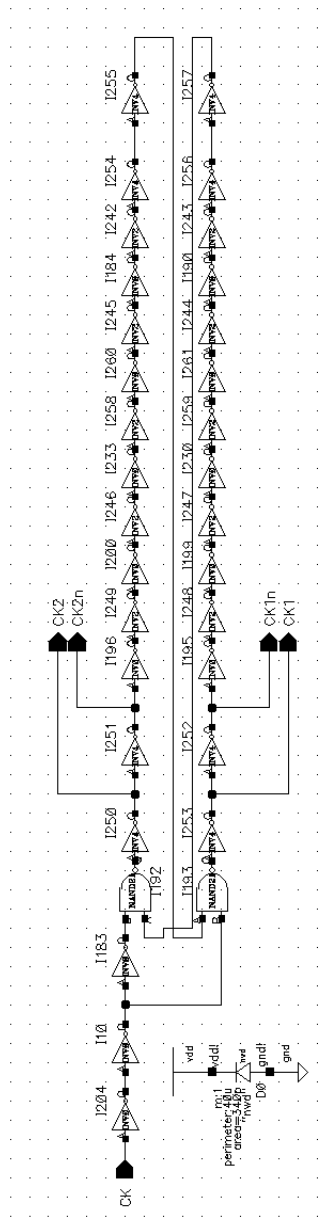


Figura B.0.1: Circuito di non sovrapposizione

Bibliografia

- [1] Y. Deng S. Rumyantsev J.-Q. Lu R. Gaska M. S. Shur G. Simin X. Hu M. Asif Khan C. A. Saylor W. Knap, V. Kachorovskii and L. C. Brunel. Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistor. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 91(11):9346–9353, 2004.
- [2] E. Ojefors U. R. Pfeiffer. A 600-ghz cmos focal-plane array for terahertz imaging applications. In *Solid-State Circuits Conference, 2008. ESSCIRC 2008. 34th European*, 2008.
- [3] J. W. Fleming. High-resolution submillimeter-wave furier-transform spectrometry of gases. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 22:1023 – 1025, 1974.
- [4] Peter H.Siegel. Terahertz technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50:910–928, 2002.
- [5] Iwao Hosako et Al. At the dawn of a new era in terahertz technology : Development of a direct t-ray laser source is producing results, including advanced lasers and photoconductors as well as a spectrometry system. *Proceedings of the IEEE*, 95:1611–1623, 2007.
- [6] Jr.; Michael Shao; Robert F. Silverberg; Johannes G. Staguhn; Mark R. Swain; Harold W. Yorke; Xiaolei Zhang David T. Leisawitz; William C. Danchi; Michael J. DiPirro; Lee D. Feinberg; Daniel Y. Gezari;

- Mike Hagopian; William D. Langer; John C. Mather; Samuel H. Moseley. Scientific motivation and technology requirements for the spirit and specs far-infrared/submillimeter space interferometers. *UV, Optical, and IR Space Telescopes and Instruments*, 4013:36–46, 2000.
- [7] Paul F. Goldsmith. Submillimeter astronomy and mauna kea an overview. *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pages 1845–1848, 2007.
- [8] M.J. Rosker and H.B. Wallace. Imaging through the atmosphere at terahertz frequencies. In *Microwave Symposium, 2007. IEEE/MTT-S International*, pages 773 –776, june 2007.
- [9] H. Bruce Wallace Mark. J. Rosker. Imaging through the atmosphere at terahertz frequencies. *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, pages 773–776, 2007.
- [10] J.Keene T.G. Phillips. Submillimeter astronomy. *Proceedings of the IEEE*, 80:1662–1678, 1992.
- [11] Manuel Rodriguez-Giron s Hans L. Hartnagel Hans-Jiirgen Hartful3 Stefan Bdiemel, Georg Michel. Development of a mm-wave imaging system for the w7-as fusion experiment. In *International Conference on Terahertz Electronics [8th]*, 2000.
- [12] M.C.Nuss B.B.Hu. Imaging with terahertz waves. *Optics Letters*, 20:1716 – 1718, 1995.
- [13] Thomas M.; Bettens Ryan P. A.; Belov S. P.; Albert Sieghard; Helminger Paul; De Lucia Frank C. Petkie, Douglas T.; Goyette. A fast scan submillimeter spectroscopic technique. *Review of Scientific Instruments*, 68 Issue:4:1675 – 1683, 1997.

BIBLIOGRAFIA

- [14] L.S.; Bowen J.W. Hadjiloucas, S.; Karatzas. Measurements of leaf water content using terahertz radiation. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 47 Issue:2:142 – 149, 1999.
- [15] B.; Wallace V.P.; Arnone D.D.; Pye R.; Linfield E.H.; Pepper M.; Davies A.G.; Woodward, R.M.; Cole. Terahertz pulse imaging of in-vitro basal cell carcinoma samples. *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics, 2001. CLEO '01. Technical Digest.*, 1:329 – 330, 2001.
- [16] Vincent P Wallace Richard J Pye Donald D Arnone Edmund H Linfield Ruth M Woodward, Bryan E Cole and Michael Pepper. Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. *Physics in Medicine and Biology*, 47 Issue 21:3853 – 3863, 2002.
- [17] Philip F. Taday Michael C. Kemp William R. Tribe, David A. Newnham. Hidden object detection: security applications of terahertz technology. *Proc. SPIE*, 5354:168–176, 2004.
- [18] Picometrix®. T-ray 4000®.
- [19] F. Sizov. Thz radiation sensors. *Opto-Electronics Review*, 18:10–36, 2010.
- [20] Vincent Desmaris Hawal Rashid and Victor Belitsky. Design and simulations of a micromachined golay-cell based thz sensors for room temperature imaging applications. *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, pages 1–2, 2010.
- [21] Marcel J. E. Golay. A pneumatic infra-red detector. *Review of Scientific Instruments*, 18, 1947.
- [22] Yun-Shik Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer Science, 2009.

- [23] Paul W. Kruse. *Uncooled thermal imaging*. SPIE press, 2002.
- [24] RYZHII Victor SHUR Michael. Plasma wave electronics. *International journal of high speed electronics and systems*, 13:575–600, 2003.
- [25] de Maagt P. Zaghoul A.I. Siegel, P.H. Antennas for terahertz applications. *Antennas and Propagation Society International Symposium 2006, IEEE*, pages 2383 – 2386, 2006.
- [26] Heinz Wilhelm Hubers. Terahertz heterodyne receivers. *IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS*, 14:378–391, 2008.
- [27] Matthew Owen Reese. *Superconducting Hot Electron Bolometers for Terahertz Sensing*. PhD thesis, Yale University, 2006.
- [28] Karl F. Renk. *Basics of Laser Physics: For Students of Science and Engineering*. Springer Science, 2012.
- [29] David Ferry. *Quantum Mechanics: An Introduction for Device Physicists and Electrical Engineers, Second Edition*. Taylor & Francis Group, 2005.
- [30] McIntosh K. A. Brown E. R., Smith F. W. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown gaas photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 73:1480 – 1484, 1993.
- [31] Q. Y. Wu M. Sun Z. N. Chen S. A. Maier B. Wang C. C. Chum G. Y. Si A. J. Danner & S. J. Chua H. Tanoto, J. H. Teng. Greatly enhanced continuous-wave terahertz emission by nano-electrodes in a photoconductive photomixer. *Nature Photonics*, 6:121–126, 2012.
- [32] M. Shur. *Introduction to Electronic Devices*. Wiley, 1996.

BIBLIOGRAFIA

- [33] M.S. Shur M. Dyakonov. Plasma wave electronics: Novel terahertz device using two dimensional electron fluid. *IEEE TRANSACTION ON ELECTRON DEVICES*, 43(10):1640–1645, 1996.
- [34] M. Shur M. Dyakonov. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Physical Review Letters*, 71(15):2465–2469, 1993.
- [35] Manuel Cardona Peter Y. Yu. *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*. Springer Science, 2010.
- [36] Michael S. Shur Yanqing Deng. Electron mobility and terahertz detection using silicon mosfets. *Solid-State Electronics*, 47:1559–1563, 2003.
- [37] A. Shchepetov, C. Gardes, Y. Roelens, A. Cappy, S. Bollaert, S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, D. Coquillat, S. Nadar, N. Dyakonova, H. Videlier, W. Knap, D. Seliuta, R. Vadoklis, and G. Valusis. Oblique modes effect on terahertz plasma wave resonant detection in ingaas/inalas multichannel transistors. *Applied Physics Letters*, 92 issue 24:242105, 2008.
- [38] Christian C. Enz, François Krummenacher, and Eric A. Vittoz. An analytical mos transistor model valid in all regions of operation and dedicated to low-voltage and low-current applications. *Analog Integrated Circuits and Signal Processing*, 8(1):83–114, July 1995.
- [39] Cst microwave studio 2009. Technical report, Darmstadt, Germany, Darmstadt, Germany.
- [40] L. Gonzo A. D. Capobianco F. Sacchetto D. Perenzoni, M. Perenzoni. Analysis and design of a cmos-based terahertz sensor and readout. *Proc. SPIE*, 7726:181–192, 2010.