



UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

---

Corso di Laurea Triennale in Ingegneria Biomedica

**ANALISI DI METASUPERFICI RICONFIGURABILI IN  
AMBIENTI CON CAMMINI MULTIPLI**

*Analysis of Reconfigurable Metasurfaces in Multipath Environments*

**Relatore:**

*Prof. Valter Mariani Primiani*

**Correlatore:**

*Prof. Franco Moglie*

**Tesi di Laurea di:**

*Lucrezia Silvi*

ANNO ACCADEMICO 2022/2023



## *Abstract*

Attualmente una delle aree di ricerca più interessanti delle nanotecnologie riguarda i metamateriali ed in particolar modo le superfici riconfigurabili intelligenti (RIS). Grazie a questi materiali artificiali, infatti, è possibile controllare le proprietà elettromagnetiche del materiale. Quindi, attraverso le RIS si può, ad esempio, migliorare lo spettro e l'efficienza energetica dei futuri sistemi di comunicazione wireless, attraverso il controllo dell'ambiente di propagazione della comunicazione stessa.

Il lavoro presentato in questa tesi, si prepone lo scopo di studiare come, andando a variare delle caratteristiche della RIS e delle onde incidenti, varia il campo elettrico riflesso, al fine di valutare per quali configurazioni del sistema, si ottiene la migliore efficienza. Una RIS è, infatti, composta da varie componenti come patches metalliche, collegate tra di loro da varactors diodes; quindi, è facile intuire che è possibile modificare la capacità dei diodi stessi, al fine di controllare il campo elettrico riflesso. Ma, altre caratteristiche che influenzano il campo riflesso, sono la forma e l'estensione della RIS. Nello studio effettuato, sono stati, quindi, osservati i campi elettrici riflessi, proprio al variare delle capacità dei diodi e della forma. Nello studio presentato sono, inoltre, state utilizzate sia onde piane multiple che una singola onda piana. Il campo elettrico riflesso è stato valutato in vari aspetti e in vari domini, ovvero nel tempo e in frequenza.

# INDICE

<b>1.INTRODUZIONE ALLE SUPERFICI ELETTROMAGNETICHE (SEM)</b> .....	<b>7</b>
1.1. CLASSIFICAZIONE TEMPORALE-SPAZIALE.....	7
1.2. IMPORTANZA DELLE SUPERFICI EM .....	7
1.2.1. SVILUPPO: SUPERFICI EM CLASSICHE E PERIODICHE.....	8
1.2.2. TEOREMA DELL'EQUIVALENZA DI SUPERFICIE.....	9
1.3. CARATTERISTICHE DELLE SUPERFICI ELETTROMAGNETICHE.....	9
1.4. INTERAZIONE TRA UN'ONDA EM E UNA SUPERFICIE ARTIFICIALE.....	10
1.5. RICERCHE ATTUALI INERENTI ALLE SUPERFICI ELETTROMAGNETICHE.....	10
<b>2. META-SUPERFICI</b> .....	<b>11</b>
2.1. METAMATERIALI .....	11
2.2. META-SUPERFICI.....	12
2.2.1. PRINCIPIO DI HUYGENS .....	13
2.3. RIS: RECONFIGURABLE INTELLIGENT SURFACE.....	13
2.3.1. MODELLO CONVENZIONALE DEL SISTEMA TWO-RAY.....	15
2.3.2. MODELLO DEL SISTEMA TWO-RAY CON UNA SINGOLA RIS.....	16
<b>3. FDTD: FINITE- DIFFERENCE TIME-DOMAIN METHOD.</b> .....	<b>17</b>
3.1. ALGORITMO DI YEE.....	17
3.2. DISPERSIONE NUMERICA E STABILITÀ.....	19
3.3. CONDIZIONI AL CONTORNO.....	21
3.4. SOVRAPPOSIZIONE DI ONDE PIANE .....	22
3.4.1. GENERAZIONE DELLE ONDE PIANE.....	22
3.4.2. PIANO DI SEPARAZIONE .....	23
<b>4. GSTC<sub>s</sub>: GENERALIZED SHEET TRANSMISSION CONDITIONS</b> .....	<b>25</b>
4.1. ANALISI 1-D .....	25
4.2. ANALISI 2-D .....	28
<b>5. STUDIO</b> .....	<b>29</b>
5.1. SCOPO DELLO STUDIO .....	29
5.2. SETUP SPERIMENTALE .....	30
5.2.1. META-SUPERFICIE.....	30
5.2.2. ONDE PIANE.....	32

5.2. MODULO E FASE.....	33
5.2.1. <i>PROGRAMMA PYTHON</i> .....	33
<b>6. RISULTATI E CONCLUSIONI .....</b>	<b>36</b>
<b>INDICE DELLE FIGURE .....</b>	<b>I</b>
<b>BIBLIOGRAFIA.....</b>	<b>IV</b>



# **1.INTRODUZIONE ALLE SUPERFICI ELETTROMAGNETICHE (SEM)**

Per comprendere l'essenza di un materiale, spesso si inizia dallo studio della sua superficie, attraverso le sue caratteristiche e fenomeni ad essa associati.

In particolar modo, in questo elaborato, si andranno a studiare le superfici elettromagnetiche, una sotto disciplina dell'elettromagnetismo.

Come noto, l'elettromagnetismo si occupa dello studio dei comportamenti temporali e spaziali dei campi elettrici e magnetici.

## **1.1. CLASSIFICAZIONE TEMPORALE-SPAZIALE**

Se si considera l'aspetto temporale, si possono distinguere diverse categorie, a seconda della frequenza di oscillazione del campo, come corrente continua (DC), radiofrequenze (RF), microonde, teraHertz (THz), ottica, raggi X.

Se, invece, si considera l'aspetto spaziale, si va incontro ad un'analisi più complessa.

I fenomeni elettromagnetici sono trattati attraverso le equazioni di Maxwell, con le quali si considerano le variazioni spaziali tridimensionali. Quindi, si possono studiare le componenti spaziali delle oscillazioni del campo per classificare i diversi fenomeni elettromagnetici (EM), per ognuno dei quali si è derivato un teorema dalle equazioni di Maxwell.

Si possono quindi individuare i fenomeni EM 3-D generici, 0-D, 1-D, 2-D. Con lo scopo di trattare le superfici elettromagnetiche, di maggiore interesse sono i fenomeni EM 2-D.

La teoria che si occupa dei fenomeni elettromagnetici bidimensionali, però, non è ancora del tutto sviluppata, è, infatti, necessario definire gli auto-parametri e derivare le equazioni semplificate di Maxwell.

## **1.2. IMPORTANZA DELLE SUPERFICI EM**

Come accennato precedentemente, le SEM rispondono alle equazioni di Maxwell, in quanto sotto disciplina dell'elettromagnetismo.

$$\nabla \times \vec{E} = -\vec{M} - \frac{\delta \vec{B}}{\delta t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\delta \vec{D}}{\delta t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho_m \quad (1.4)$$

Ci sono, inoltre, relazioni costitutive che descrivono le proprietà del materiale e condizioni al contorno che descrivono le discontinuità del campo, attraverso la superficie.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (1.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1.6)$$

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = -\vec{M}_s \quad (1.7)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s \quad (1.8)$$

In particolare, lo studio delle SEM, si focalizza sulle condizioni al contorno.

### 1.2.1. SVILUPPO: SUPERFICI EM CLASSICHE E PERIODICHE.

Lo studio delle superfici elettromagnetiche è una disciplina che apre le frontiere alla progettazione di nuove tecnologie.

La prima tipologia di SEM che si è studiata, è quella classica uniforme, ovvero le superfici naturali, grazie alle quali si sono poi fatte importanti scoperte e progettazioni di nuovi dispositivi. Infatti, di queste è stato particolarmente interessante studiare gli angoli di incidenza, riflessione e rifrazione di un'onda incidente sulla superficie stessa. In particolar modo, la relazione tra i tre angoli è descritta dalla legge di Snell

$$\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sin \theta_i = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \sin \theta_r = \sqrt{\epsilon_d \mu_d} \sin \theta_t \quad (1.9)$$



Ampiamente utilizzate, in accordo con le misurazioni fatte, per la progettazione di dispositivi elettromagnetici.

In seguito, un passo in avanti nel campo delle SEM è stata l'invenzione delle superfici selettive in frequenza (FSS). Esse, a differenza delle SEM classiche, non sono uniformi, ma presentano variazioni periodiche, unidimensionali o bidimensionali, lungo le direzioni tangenziali.

### 1.2.2. TEOREMA DELL'EQUIVALENZA DI SUPERFICIE.

Il teorema dell'equivalenza di superficie può essere considerato il fondamento fisico dell'elettromagnetismo superficiale. In particolar modo, deriva dal principio di Huygens e si basa, anche, sul principio di unicità.

L'implementazione del teorema prevede l'introduzione di una superficie  $S$  che racchiude le fonti dei campi elettromagnetici. Un problema equivalente, inoltre, può presentarsi con la presenza degli stessi campi magnetici al di fuori della superficie, e campi arbitrari all'interno. In questo modo, per rispettare le condizioni al contorno, è necessario introdurre delle correnti elettriche e magnetiche adeguate, sulla superficie  $S$ .

Un'idea più generale del teorema di equivalenza delle superfici può essere rappresentata come:

- I campi interni sono generati da un gruppo di sorgenti  $A$
- I campi esterni, ovvero quelli desiderati, sono generati da un gruppo di sorgenti  $B$
- Sulla superficie  $S$  vengono poste delle opportune correnti per soddisfare le condizioni al contorno, le quali trasformano il campo interno in esterno.

Attraverso tale teorema, quindi, si può fare uno studio più pratico dei campi elettromagnetici, in quanto si possono, ad esempio, misurare i campi sulla superficie, allo scopo di derivare le radiazioni di un campo lontano.

### 1.3. CARATTERISTICHE DELLE SUPERFICIE ELETTROMAGNETICHE.

In letteratura compaiono varie terminologie legate all'elettromagnetismo di superficie, si propone quindi una breve presentazione di esse, classificate in base alla loro funzionalità.

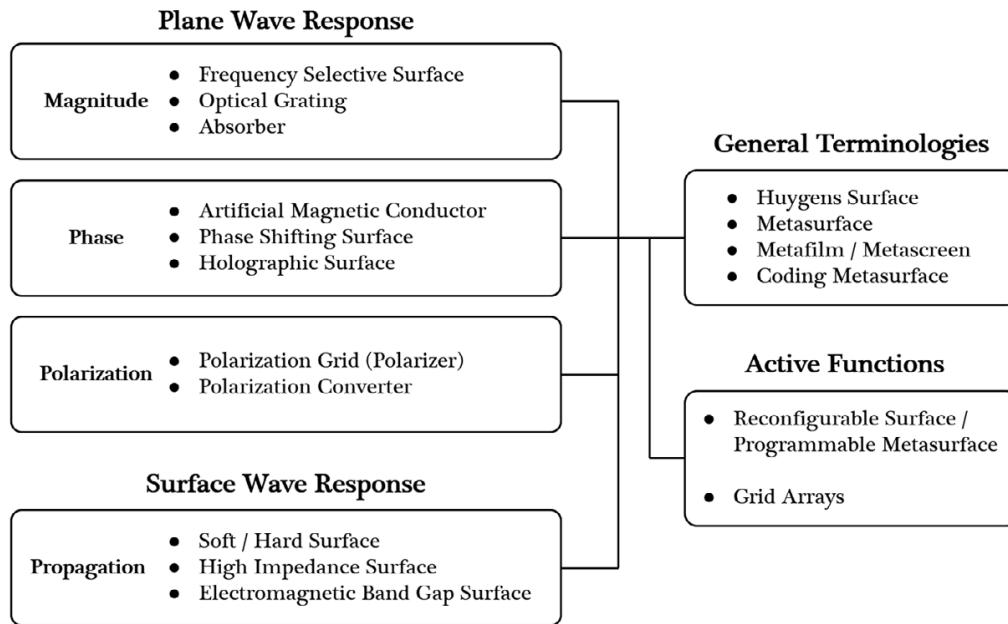


Fig.1. 1. *Presentazione riassuntiva delle terminologie legate all'elettromagnetismo di superficie, divise secondo la loro funzionalità.*

#### 1.4. INTERAZIONE TRA UN'ONDA EM E UNA SUPERFICIE ARTIFICIALE.

A seguito della descrizione delle caratteristiche delle superfici elettromagnetiche, si può andare a trattare lo studio di come un'onda EM interagisce con una superficie artificiale.

Fondamentalmente, tutti i metodi di analisi, preposti a questo scopo, sono basati sulle equazioni di Maxwell.

Nella teoria dei circuiti, la legge di Kirchhoff per le correnti (KCL) e la legge di Kirchhoff per le tensioni (KVL) sono equazioni fondamentali che determinano il funzionamento del circuito. Nella teoria delle linee di trasmissione, per derivarne le proprietà vengono utilizzate le equazioni dei telegrafisti. Per l'analisi delle superfici elettromagnetiche, vengono utilizzate le GSTCs, una formulazione più rigorosa delle condizioni al contorno, rivelatesi fondamentali per lo studio di vari comportamenti elettromagnetici.

#### 1.5. RICERCHE ATTUALI INERENTI ALLE SUPERFICIE ELETTRROMAGNETICHE.

Lo studio delle superfici elettromagnetiche è in continuo sviluppo. Include lo sviluppo continuo di tecniche esistenti, come le superfici selettive in frequenza. È arricchito, inoltre, da scoperte interessanti, come la rifrazione anomala.

Le ricerche inerenti a questo campo sono volte alla curiosità scientifica, ma ancor di più allo sviluppo di nuove applicazioni ingegneristiche.

La trattazione seguente, riguarderà le metasuperfici e l'analisi delle proprietà di diffusione di quest'ultime, attraverso un'analisi numerica fatta con il metodo dell'FDTD.

## **2. META-SUPERFICI**

### **2.1. METAMATERIALI**

I metamateriali sono, attualmente, una delle aree di ricerca più interessanti delle nanotecnologie. Le proprietà elettromagnetiche che si possono ottenere con questi materiali sono inesistenti in natura. Negli ultimi venti anni, alcuni dei fenomeni previsti dapprima solo teoricamente, come l'invisibilità, la rifrazione negativa e le super-lenti, sono stati ampiamente dimostrati in diversi sistemi. Molte restano, tuttavia, le strade inesplorate, tutte ugualmente affascinanti e potenzialmente rivoluzionarie. Da questo punto di vista, dati i progressi delle tecnologie di fabbricazione, l'unico limite sembra essere la nostra capacità di immaginare nuove geometrie, nuovi fenomeni: nuovi metamateriali.

I metamateriali, artificialmente prodotti in laboratorio, sono composti da celle elementari che prendono il posto delle molecole e degli atomi dei materiali tradizionali, in questo modo, la geometria e l'ordine nello spazio, riescono a modificare l'interazione con le onde elettromagnetiche o di altro genere, così da fornire a questi materiali delle caratteristiche uniche. Le proprietà elettromagnetiche dei materiali sono descritte dalle leggi di Maxwell, riportate nel capitolo precedente. In particolar modo, i materiali possono essere distinti sulla base dei valori di  $\mu$  e di  $\varepsilon$ .

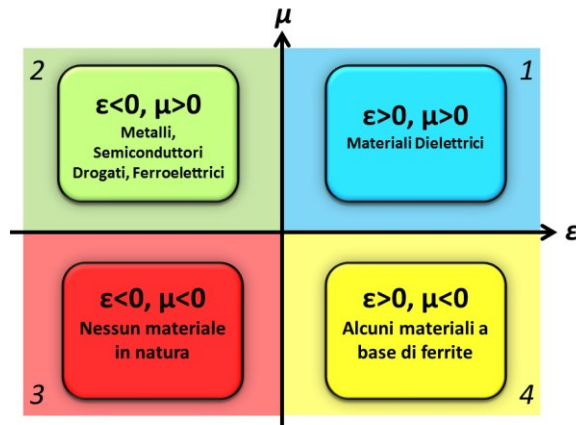


Fig 2. 1. Distinzione dei metamateriali, basta sulle combinazioni di valori che assumono i coefficienti  $\epsilon$  e  $\mu$ , con i relativi nomi.

Di particolare interesse, sono i materiali che hanno  $\mu$  e  $\epsilon$  entrambe negativi, in quanto, in natura, come è possibile osservare nella fig. 2, non ne esistono. L'invenzione dei metamateriali nasce proprio dallo studio teorico del comportamento di materiali con queste caratteristiche.

L'idea è molto semplice, ovvero è possibile ricreare in laboratorio materiali dalle proprietà ottiche ingegnerizzabili a piacimento, partendo da materiali comuni ma organizzandoli in singoli elementi, chiamati meta-atomi. In questo modo, le proprietà microscopiche di ogni meta-atomo risultano essere invisibili alla radiazione elettromagnetica; la risposta del metamateriale sarà il risultato del comportamento collettivo di tutti i meta-atomi.

## 2.2. META-SUPERFICI

Come descritto nel capitolo precedente, solo attraverso l'uso di materiali artificiali si ha la possibilità di controllare tutte le proprietà elettromagnetiche del materiale. Le proprietà uniche dei metamateriali ha consentito l'applicazione di questi ultimi in svariati campi.

Spesso, però, l'utilizzo di metamateriali con volumi importanti potrebbe risultare scomodo, soprattutto con l'avanzare delle nuove tecnologie. Ma, d'altra parte, anche l'utilizzo di metamateriali con volumi molto piccoli, potrebbe risultare critico.

Fortunatamente, vi è la possibilità di progettare metamateriali non massicci, ottenendo comunque risposte analoghe attraverso l'utilizzo di una sottile controparte elettrica rappresentante un singolo strato di metamateriale, chiamato meta-superficie.

Questo risultato può essere spiegato attraverso il principio di Huygens e la sua generalizzazione.

### 2.2.1. PRINCIPIO DI HUYGENS

Si consideri un volume  $V$ , dove all'interno si trovano sorgenti di campi elettromagnetici, cariche elettriche  $q_i$  e correnti  $J_i$ . Queste sorgenti creano un campo elettrico  $E$  e un'induzione magnetica  $B$  all'esterno del volume. In accordo con il principio di Huygens, questo sistema di diffusione può essere sostituito con uno strato sottile di correnti elettriche  $J_{eV}$  e magnetiche  $J_{mV}$ , le quali circondano il volume  $V$ .

Quindi, in accordo con tale principio, vi è la possibilità di sostituire un metamateriale voluminoso, attraverso l'induzione di correnti di superficie equivalenti e cariche di polarizzazione, che darebbero lo stesso campo  $E$  e  $B$  all'esterno del volume.

### 2.3. RIS: RECONFIGURABLE INTELLIGENT SURFACE

Le Reconfigurable Intelligent Surface sono recentemente emerse come una soluzione promettente per migliorare lo spettro e l'efficienza energetica dei futuri sistemi di comunicazione wireless. In particolar modo, con una RIS vi è la possibilità di controllare l'ambiente di propagazione wireless attraverso una serie di elementi passivi riflettenti riconfigurabili. Da un punto di vista energetico, la RIS, è molto interessante, in quanto è possibile inoltrare il segnale in ingresso senza l'ausilio di amplificatori di potenza, attraverso una opportuna progettazione dello sfasamento di ogni elemento riflettente, così da combinare in modo costruttivo il segnale riflesso che arriva al ricevitore previsto, ma è anche possibile combinare il segnale in modo distruttivo al fine di non avere perdite di segnale per ricevitori indesiderati.

Una RIS consiste, essenzialmente, in una meta-superficie periodica con elementi capacitivi situati a una distanza minore della lunghezza d'onda da un piano metallico. Inoltre, le singole celle unitarie sono caricate con componenti attivi, per controllare la fase e l'ampiezza del coefficiente di riflessione.

Andremo ora a considerare quelle che sono le proprietà delle RIS, più nello specifico.

Una prima proprietà è la riconfigurabilità, la quale può essere ottenuta attraverso l'utilizzo di varactor diodes all'interno di ogni cella unitaria. L'aspetto fisico che ne risulta è una superficie periodica composta da patch metalliche quadrate caricate con varactor diodes. In questo modo, essendo che, quando una superficie di impedenza artificiale viene caricata con un componente attivo si ha il controllo delle proprietà di riflessione di ogni cella in funzione di una corrente continua, si può modificare la polarizzazione dei diodi, così da avere la massima potenza per ogni utente.

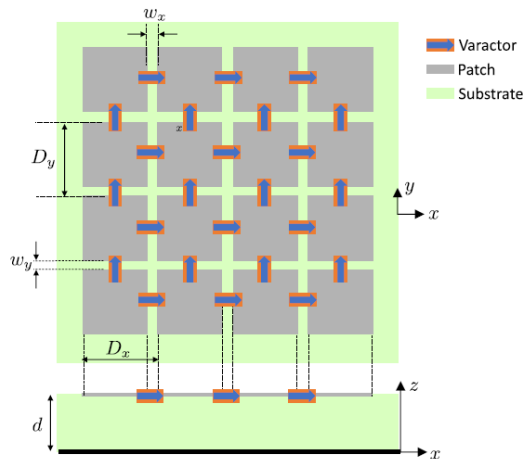


Fig 2. 2. Rappresentazione grafica della struttura di una RIS, dove sono riportati i varactor diodes, le patch e il substrate.

Un altro aspetto importante è il loro meccanismo di funzionamento, che si basa sull'interferenza tra la meta-superficie e il piano terra. Di conseguenza l'interazione tra una RIS e un'onda EM dipende fortemente dall'angolo di incidenza dell'onda stessa. In particolare modo, si possono distinguere due casi: la polarizzazione parallela (TM) e quella perpendicolare (TE). Nel primo, il campo elettrico giace sul piano di incidenza e il campo magnetico è ortogonale allo stesso piano. Nel secondo caso, invece, accade il contrario.

Un altro fattore chiave nell'analisi del RIS è l'accoppiamento reciproco. Infatti, l'analisi delle RIS si basa sulla periodicità locale. Ovvero si può assumere che le dimensioni delle caratteristiche degli elementi vari gradualmente lungo la superficie, così da giustificare l'approssimazione dello studio della risposta di una singola cella unitaria con un insieme infinito di elementi identici.

L'ultima caratteristica di interesse della RIS è quella riguarda la perdita di riflessione. In quanto, una superficie fisica con un coefficiente di riflessione controllata in fase è fortemente soggetta a perdite, dovute a vari fattori. Quindi, una strategia efficace per limitare l'effetto delle perdite consiste nel mantenere piccola la periodicità del reticolo, questa strategia è anche la migliore per ottenere RIS a banda larga.

La motivazione principale dell'utilizzo delle RIS è realizzare un ambiente radio controllabile, in cui il canale wireless, altamente probabilistico a causa della dissolvenza, viene trasformato in uno spazio deterministico riprogettando attentamente la propagazione delle onde EM in modo controllato dal software.

Di seguito l'attenzione sarà incentrata sulla base del meccanismo di funzionamento di una RIS, considerando un semplice esempio che si basa sulla rivisitazione del modello di canale a due raggi in un ambiente a spazio libero, ma in presenza di una RIS.

### 2.3.1. MODELLO CONVENZIONALE DEL SISTEMA TWO-RAY

In questo modello, il segnale ricevuto è costituito da due componenti: il raggio della linea di vista (LOS) e il raggio riflesso dal suolo.

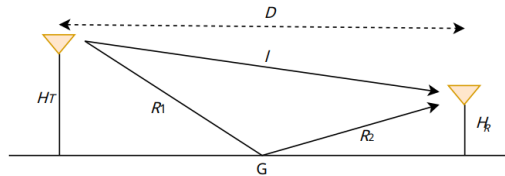


Fig 2. 3. Rappresentazione di come si propagano i raggi LOS e riflesso da un trasmettitore a un ricevitore, nel modello convenzionale del sistema two-ray.

Si consideri che il piano terra crei solo riflessioni speculari e sia ragionevolmente grande in relazione alla lunghezza d'onda di trasmissione. La propagazione delle onde radio, modellata come raggi, aderiscono al principio di Fermat, che afferma che il percorso intrapreso da un raggio tra due punti è il percorso che si percorre nel minor tempo.

La distanza tra le antenne di trasmissione e ricezione è indicata con  $l$  e la distanza tra il punto di riflessione  $G$  e le antenne di trasmissione e ricezione sono indicati con  $R_1$  e  $R_2$ , rispettivamente.

Considerando  $x(t)$  il segnale complesso trasmesso in banda base e  $\tau$  il relativo tempo di ritardo, tra il raggio riflesso dal suolo e il percorso LOS, che è dato da  $\tau = (R_1 + R_2 - l) / c$ , essendo  $c$  la velocità della luce, si ha:  $x(t) \approx x(t - \tau)$ . Il segnale in banda base (privo di rumore) che è stato ricevuto può quindi essere descritto come segue:

$$r(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \left( \frac{e^{-\frac{j2\pi l}{\lambda}}}{l} + \frac{R e^{-\frac{j2\pi(R_1+R_2)}{\lambda}}}{R_1 + R_2} \right) x(t) \quad (2.1)$$

Dove  $R$  rappresenta il coefficiente di riflessione.

I segnali LOS e quelli riflessi a terra, che hanno ritardi di fase di  $2\pi l/\lambda$  e  $2\pi(R_1 + R_2)/\lambda$ , sono proporzionati alle distanze di propagazione e si sommano per creare il segnale ricevuto. La potenza ricevuta  $P_r$  può essere definita in termini di  $P_t$  come segue, supponendo che la potenza di trasmissione di  $x(t)$  è  $P_t$ :

$$P_r = P_t \left( \frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \left| \frac{1}{l} + \frac{R e^{-j\Delta\varphi}}{R_1 + R_2} \right|^2 \quad (2.2)$$

Dove  $\Delta\varphi$  è la differenza di fase tra i due cammini.

Assumendo che la distanza  $d$  sia sufficientemente grande, considerando  $d$  molto maggiore di  $h_t + h_r$ , allora si ottiene  $d \approx l \approx R_1 + R_2$  e  $R \approx -1$  per una riflessione speculare dal suolo. L'equazione precedente può essere ridotta in:

$$P_r \propto P_t \left( \frac{1}{d^2} \right)^2 \quad (2.3)$$

Ciò significa che la potenza ricevuta decade con la quarta potenza della distanza  $d$ .

Nel caso in cui non sia presente la riflessione a terra, il secondo termine della precedente equazione non sarebbe presente quindi la potenza ricevuta data solo dalla propagazione LOS decade con la seconda potenza della distanza:

$$P_r = P_t \left( \frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \quad (2.4)$$

È possibile vedere chiaramente l'effetto dannoso che il riflesso non regolamentato dal terra crea a causa delle fasi disallineate dei due percorsi sulla potenza del segnale ricevuto. Anche nello scenario di trasmissione più ottimistico, senza mobilità degli utenti e senza casualità di impatti ambientali, un singolo riflesso dal suolo imprevedibile può ridurre significativamente la potenza del segnale ricevuto.

### 2.3.2. MODELLO DEL SISTEMA TWO-RAY CON UNA SINGOLA RIS

Diamo un'occhiata a un modello identico di sistema, con l'aggiunta di una meta-superficie riconfigurabile, posta a terra, per facilitare la comunicazione tra il trasmettitore e il ricevitore. Per essere più specifici, consideriamo il caso più semplice da studiare, dove la RIS funziona come una superficie riflettente e ha la capacità di far cambiare la direzione del raggio riflesso. Diamo per scontato che una meta-superficie riconfigurabile copra l'intero terreno.



Concettualmente, la RIS può essere pensata come un perfetto sfasatore che può cambiare la fase dell'onda riflessa per garantire che la LOS e i raggi riflessi si sommino in modo coerente per fornire il segnale più forte possibile.

I seguenti risultati si otterrebbero ipotizzando che la RIS sia in grado di sincronizzare coerentemente le fasi dei raggi diretti e riflessi per qualsiasi angolo di incidenza e riflessione al fine di ottimizzare la fase del raggio riflesso, in modo ottimale:

$$P_r = P_t \left( \frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \left| \frac{1}{l} + \frac{1}{R_1 + R_2} \right|^2 \approx 4P_t \left( \frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 \quad (2.5)$$

Dimostriamo così che attraverso l'utilizzo di RIS si ha la capacità di alterare la regola di scala che determina quanta potenza viene ricevuta in funzione della distanza: la potenza ricevuta, ora decade solo con la seconda potenza della distanza, che è la stessa del raggio LOS, piuttosto che con la quarta.

### **3. FDTD: finite- difference time-domain method.**

L'FDTD è una tecnica di analisi numerica utilizzata per modellare l'interazione di campo elettromagnetici con oggetti fisici in un ambiente specifico. Questa tecnica può essere utilizzata per trattare vari tipi di problemi elettromagnetici, che non possono essere calcolati analiticamente. Questo metodo di analisi è un'applicazione del metodo di differenze finite per risolvere le equazioni di Maxwell. Nell'FDTD lo spazio è diviso in celle, in ogni cella sono presenti punti assegnati, ognuno necessario a soddisfare le equazioni di Maxwell. In questo modo, la simulazione della propagazione delle onde elettromagnetiche avviene in uno spazio numerico, similmente a come si propagano nello spazio reale.

#### **3.1. ALGORITMO DI YEE**

Yee stabilì un metodo per risolvere nel tempo e nello spazio, sia il campo magnetico che quello elettrico, attraverso le equazioni accoppiate di Maxwell. L'algoritmo di Yee utilizza un set di equazioni differenziali finite e una discretizzazione della geometria per valutare i due campi contemporaneamente, partendo dalle equazioni, dipendenti dal tempo, di Maxwell. Il risultato che ne deriva è un sistema di equazioni lineari, dove il valore delle componenti del vettore campo elettrico è valutato in un volume di spazio e in un determinato istante, mentre quello del vettore

campo magnetico, nello stesso volume, è valutato nell'istante successivo di tempo. Questo procedimento viene fatto fino al raggiungimento del transitorio o stato stazionario del campo elettromagnetico desiderati. Si avrà così un metodo che permette di calcolare i campo futuri, a partire da quello passati.

In particolare, a partire dalle equazioni di Maxwell, è possibile decomporre il campo elettrico e quello magnetico in un sistema equivalente di equazioni scalari, le quali sono le componenti vettoriali dei campi nel sistema tridimensionale di coordinate  $x, y, z$ :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial t} \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma E_x + \frac{\partial D_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma E_y + \frac{\partial D_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} = \sigma E_z + \frac{\partial D_z}{\partial t} \end{cases} \quad (3.2)$$

Sarà, quindi, possibile determinare le sei equazioni differenziali finite alla base del metodo FDTD, partendo da un sistema di sei equazioni derivate parziali accoppiate e usando una discretizzazione tempo-spaziale.

Per quanto riguarda la discretizzazione tempo-spaziale, bisogna considerare che intervalli di tempo troppo lunghi, durante la simulazione della FDTD, può provocare instabilità. Inoltre, per individuare la regione del problema, è possibile utilizzare il cubo di Yee, ovvero uno spazio suddiviso, dall'algoritmo di Yee, in una griglia tridimensionale, dove le componenti dei campi elettromagnetico ed elettrico sono fissate, sia in spazio che in tempo, per quest'ultimo ciò è possibile utilizzando dati già archiviati nella memoria del computer.

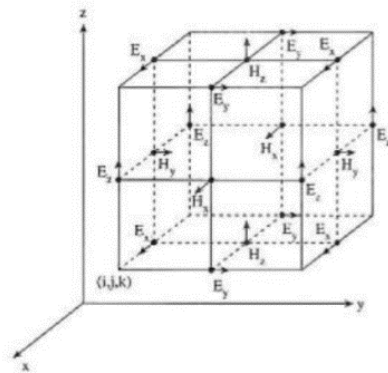


Fig. 3. 1. Posizione delle componenti dei vettori dei campi elettrico e magnetico su un'unità cubica appartenete al cubo di Yee. Le componenti del campo elettrico sono posizionate lungo i bordi del cubo, mentre le componenti il campo magnetico sono sulle facce del cubo.

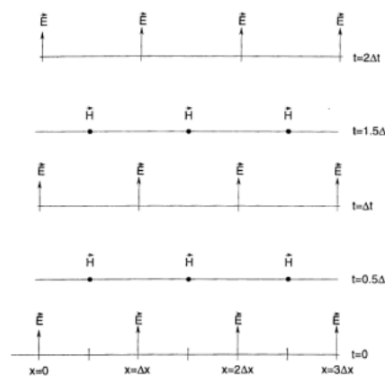


Fig. 3. 2. Grafico spazio-temporale dell' algoritmo di Yee per la propagazione di un'onda a una dimensione. Le condizioni iniziali sono zero per entrambi i campi.

### 3.2. DISPERSIONE NUMERICA E STABILITÀ

Due caratteristiche fondamentali nell'algoritmo della FDTD, come criterio per la scelta dell'intervallo temporale e per l'incremento dello spazio reticolare, sono la dispersione numerica e la stabilità. La dispersione numerica è ridotta a zero in una griglia unidimensionale, la soluzione dell'equazione di un'onda unidimensionale continua, data dall'algoritmo di Yee, è precisa. Mentre, la dispersione numerica, in uno spazio bidimensionale o tridimensionale, come il cubo di Yee, è influenzata dalla direzione di propagazione delle onde, ciò vuol dire che la velocità di propagazione della fase dell'onda numerica è diversa da quella di propagazione della luce nel

vuoto. Questa variazione è influenzata da vari fattori come la lunghezza e la direzione dell'onda nella griglia oppure dalla discretizzazione stessa di quest'ultima. L'errore fisico della fase e quello della velocità anisotropa possono essere utilizzati per quantificare la dispersione numerica. Il primo errore citato, può essere ridotto utilizzando la giusta discretizzazione della griglia, affinché la geometria del problema risulti il più semplice possibile. Per questo motivo, la discretizzazione deve soddisfare due problemi: la stabilità computazionale e la precisione.

La corretta selezione delle dimensioni delle celle porta a significativi risultati, che è soddisfatta se la dimensione lineare della griglia è una frazione della lunghezza d'onda del problema considerato.

Per quanto riguarda la stabilità, affinché sia presente, deve essere soddisfatto nel tempo il criterio di Courant–Friedrichs–Lewy. Questo perché, nel caso di celle cubiche, la stabilità del sistema numerico associato è mantenuta se gli intervalli temporali rispettano l'equazione seguente:

$$\Delta t \leq \frac{1}{c_0 \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} = \frac{1}{c_0 \frac{\sqrt{3}}{\Delta x}} = \frac{\Delta x}{c_0 \sqrt{3}} \quad (3.3)$$

$$S = \frac{c_0 \Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{\sqrt{3}} \quad (3.4)$$

Il criterio della stabilità è soddisfatto se l'algoritmo della FDTD è più veloce della propagazione dell'onda. Quando il valore di  $S$ , dove  $S = \frac{c_0 \Delta t}{\Delta x}$ , è eccessivo, il risultato diverge dopo qualche iterazione, risultando quindi che il programma fallisce in quanto il risultato non può essere rappresentato. Fin qui lo studio della stabilità è stato considerato solo da un punto di vista numerico dell'algoritmo di Yee in coordinate cartesiane. Tuttavia, la stabilità dell'intera procedura della FDTD è dipendente da più fattori rispetto a questo. Ne risulta quindi una sfida della stabilità generalizzata tra l'algoritmo di Yee e qualsiasi altro algoritmo utilizzato per costruire le condizioni al contorno.

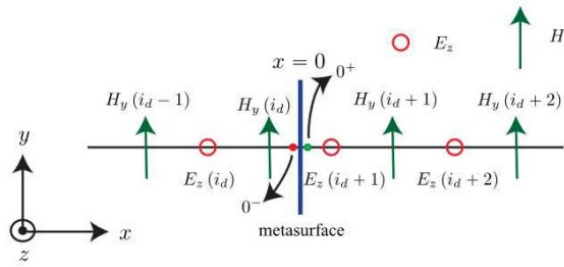


Fig. 3. 3. Schema computazionale per l'analisi 1-D di una meta-superficie 0-D.

### 3.3. CONDIZIONI AL CONTORNO

Quando il dominio di un modello computazionale della propagazione dell'onda si estende all'infinito, è pratica comune troncare il dominio computazionale in un dominio finito. Ciò può però portare effetti numerici indesiderati, quindi per ridurre al minimo tali effetti, le condizioni al contorno stabilite sono alquanto artificiali, è perciò richiesto un trattamento specifico a tali condizioni, a causa delle riflessioni. Nel modello FDTD, le soluzioni trovate dall'algoritmo di Yee sono estese in un dominio infinito, ed è inoltre possibile utilizzare appropriate condizioni al contorno sul perimetro esterno del dominio, questo però solo una volta noti i campi magnetico ed elettrico che si trovano sulla superficie esterna alla regione di interesse. La forma di condizione al contorno più comunemente utilizzata con il metodo FDTD è l'ABC<sub>s</sub>, Absorbing Boundary Conditions. Mur fu il primo ad interessarsi alla ricerca delle condizioni al contorno più adeguate allo scopo. Per le simulazioni, tutti i risultati ottenuti da Mur attraverso l'ABC<sub>s</sub>, producono efficaci coefficienti di riflessione dei confini esterni intorno a -35dB e -45dB. Inoltre, se l'onda incidente è obliqua si hanno altri vincoli, in quanto l'onda obliqua non può essere inserita nella soluzione al primo ordine di Mur, questa viene riflessa quindi all'interno del confine. Per aggirare queste restrizioni, Berenger introdusse il PML per le equazioni di Maxwell. Consiste nel dividere le componenti del campo elettrico o magnetico nella regione assorbente considerata, così da trovare delle sottocomponenti che possono essere assorbite perfettamente dal materiale PML. Come risultato, si ha la creazione di un mezzo assorbente, non fisico, vicino al bordo esterno della FDTD, con l'impedenza d'onda indipendente dall'angolo di incidenza e la frequenza indipendente dalla diffusione in uscita dell'onda. Quindi, di conseguenza, quando un'onda eccede i confini della regione di interesse, non viene riflessa, ma attenuata esponenzialmente. Il metodo appena descritto ha in sé una combinazione di efficacia di banda larga, robustezza ed efficienza computazionale, che nessun'altro ABC possiede. Bisogna, però, ricordare che le condizioni al

contorno appena descritte, non hanno un equivalente reale, in quanto sono schemi matematici applicati a 26 contorni numerici artificiali di un dominio computazionale, atti a eliminare o ridurre riflessioni spurie nelle simulazioni di propagazione delle onde.

Fin ora la trattazione si è concentrata sulle geometrie regolari e ortogonali, ma si possono avere anche delle griglie che non si adattano alle geometrie dei contorni, come ad esempio contorni curvi. In questo caso si possono avere significanti errori. Per questo motivo le condizioni al contorno devono essere applicate su dei confini ausiliari, che rappresentano delle approssimazioni dei confini fisici. Inoltre, per rappresentare accuratamente i campi locali, spesso è necessario utilizzare delle griglie non uniformi e ridurre le dimensioni effettive delle celle.

### 3.4. SOVRAPPOSIZIONE DI ONDE PIANE

Si vedrà ora come è generato casualmente un set di onde piane, introducendo anche i concetti di regione di campo totale e riflesso.

#### 3.4.1. GENERAZIONE DELLE ONDE PIANE

I campi incidenti che sono aggiunti o sottratti ai campi FDTD nel piano di separazione sono ottenuti come la sovrapposizione di onde piane randomica. I parametri delle onde piane sono stabiliti durante l'inizializzazione dell'algoritmo FDTD e poi sono richiamati ad ogni iterazione dell'algoritmo stesso. In particolare, i parametri in questione sono gli angoli  $\phi$  e  $\theta$ , le distanze  $d$  e la polarizzazione dell'onda  $\alpha$ . Gli angoli possono essere correlati ad un punto su una superficie sferica, da cui si possono ricavare i punti grazie alla distribuzione uniforme della superficie della sfera. Al fine di ottenere una distribuzione uniforme dei punti sulla superficie sferica, bisogna generare gli angoli seguendo determinati passaggi, in quanto altrimenti si potrebbero avere delle distribuzioni risultanti non uniformi. Vediamo quindi che, se ci troviamo in un range di valori tra  $[0, \pi]$ , l'angolo  $\theta$  viene generato in modo casuale con una probabilità uniforme, mentre in un range tra  $[0, 2\pi]$  viene generato un altro angolo ausiliare  $\phi$  in modo casuale. Inoltre, se  $2\pi \sin(\theta) \geq \phi'$ , gli angoli  $\theta$  e  $\phi = \frac{\phi'}{\sin(\theta)}$  vengono memorizzati, altrimenti gli angoli vengono ignorati e si riprende da capo il procedimento. Attualmente, però, gli angoli sono generati separatamente e si va a comprare la sfera con il pianeta Terra, dove gli angoli rappresentano i paralleli. Come riferimento viene preso "l'equatore" a cui corrisponde il valore 90, di conseguenza quando la lunghezza degli altri paralleli scompare, la loro circonferenza ricade nella

direzione dei poli. Quindi, da qui il valore sarà preso in considerazione se la sua lunghezza è più piccola del parallelo.

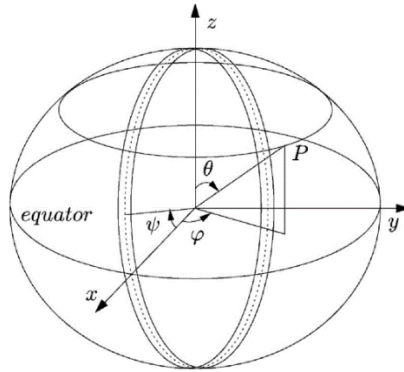


Fig. 3. 4. Rappresentazione della superficie sferica utilizzata per ricavare gli angoli, è riportata la comparazione con la Terra, con inerenti equatore e paralleli.

### 3.4.2. PIANO DI SEPARAZIONE

Per distinguere i campi incidente e diffuso, sono introdotti dei piani perpendicolari, nella direzione delle tre coordinate cartesiane, il termine con cui si indicano complessivamente questi piani è piano di separazione. Il campo elettromagnetico è osservabile in tutta la regione interna del campo stesso, se non ci sono altri oggetti e scompare nella regione esterna. I campi elettrico e magnetico sono calcolati su ognuno dei piani di separazione andando ad aggiungere o dedurre le componenti dei campi incidenti. Ad esempio, il campo magnetico incidente  $H(n + \frac{1}{2})_{inc}$  viene aggiunto al campo magnetico  $H(n + \frac{1}{2})$  per ogni iterazione temporale che calcola il campo elettrico  $E(n + 1)$  e viceversa. Il metodo di Yee pone l'origine degli assi nella prima cella, ovvero i primi elementi dei due campi sugli assi cartesiani. Quindi c'è una variazione lungo le tre direzioni tra l'inizio e la fine della griglia. I campi elettrici e magnetici che vengono aggiunto o sottratti all'inizio della griglia si trovano in una cella precedente a quella in cui viene calcolato il campo. Se quindi si utilizza la seguente notazione per scrivere la formulazione tipica della FDTD

$$E_x|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta y} \left[ H_z|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_z|_{i,j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} \right] - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta z} \left[ H_y|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i,j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (3.5)$$

Nel piano di separazione inferiore, si possono trovare le formule seguenti, se si rappresenta il campo incidente  $H(l)$ , come il campo magnetico sull'asse  $x$  causato dall' $i$ -esima onda piana, nell'interfaccia di superficie perpendicolare al piano  $z$ :

$$\begin{aligned}
E_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^{n+1} \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N H(l)_{y,inc}|_{i,j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} - F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta y} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i,j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} \\
E_y|_{i,j,k}^{n+1} &= E_y|_{i,j,k}^{n+1} \\
&+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N H(l)_{x,inc}|_{i,j,k-1}^{n+\frac{1}{2}} + F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i-1,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \\
H_x|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_x|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N E(l)_{y,inc}|_{i,j,k+1}^n \\
H_y|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_y|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N E(l)_{x,inc}|_{i,j,k+1}^n
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Mentre nel piano di separazione superiore si possono trovare le seguenti formule

$$\begin{aligned}
E_x|_{i,j,k}^{n+1} &= E_x|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N H(l)_{y,inc}|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} - F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta y} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i,j-1,k}^{n+\frac{1}{2}} \\
E_y|_{i,j,k}^{n+1} &= E_y|_{i,j,k}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N H(l)_{x,inc}|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + F \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \sum_{l=1}^N H(l)_{z,inc}|_{i-1,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \\
H_x|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_x|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N E(l)_{y,inc}|_{i,j,k}^n \\
H_y|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} &= H_y|_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} \sum_{l=1}^N E(l)_{x,inc}|_{i,j,k}^n
\end{aligned} \tag{3.7}$$

In particolare, si ha  $F=0$  quando la cella si trova sulla superficie di separazione. Inoltre, il valore di  $F=1$ , include campi aggiuntivi al di fuori della regione del campo totale, quando la cella si trova in alcuni vertici o angoli. Per tutte le simulazioni, i piani di separazione sono nel vuoto e l'equazione è rappresentata per questa situazione. Finché l'impulso incidente è diverso da zero,



inoltre, queste formule vengono applicate, mentre quando svanisce l'impulso incidente, per risparmiare i tempi di calcolo, la sorgente viene ignorata e si applicano le formule consuete della FDTD.

#### 4. GSTC<sub>s</sub>: generalized sheet transmission conditions.

Un tipo di condizioni al contorno, note come GSTC, sono il modo più appropriato per modellare le meta-superfici. Sebbene la forma funzionale delle GSTC possa essere diversa a seconda del tipo di meta-superficie, la descrizione GSTC consente di sostituire la meta-superficie con un'interfaccia. In questo modello sono incorporate tutte le informazioni sulla meta-superficie nei parametri di superficie effettivi, i quali appaiono esplicitamente nelle GSTC. Questi parametri di superficie, come la suscettibilità elettrica e magnetica effettive superficiali e la porosità di superficie, sono definiti in modo univoco e come tali sono utili come le stesse grandezze fisiche che più propriamente caratterizzano il meta-screen. I parametri di superficie effettivi per ogni data meta-superficie insieme ai GSTC sono tutti necessari per modellare la sua interazione con un campo EM a livello macroscopico. Dalle GSTC<sub>s</sub> si possono derivare i coefficienti di riflessione e di trasmissione delle onde piane, per ogni tipo di meta-superficie, espressi in termini di parametri della superficie che caratterizzano la meta-superficie stessa. Questi parametri sono poi utilizzati per sviluppare un approccio a ritroso al fine di determinare, per i dati misurati o simulati, i parametri effettivi di superficie, prima citati.

Nei paragrafi seguenti, ci si concentrerà sull'applicazione del metodo FDTD alle GSTC<sub>s</sub> che descrivono una meta-superficie, al fine di simulare nel dominio del tempo il comportamento diffusivo della superficie. Verranno analizzate, in particolare, due situazioni 1-D e 2-D.

##### 4.1. ANALISI 1-D

Nel caso dell'analisi 1-D, consideriamo la propagazione nella direzione z con le componenti dei campi E<sub>z</sub> e H<sub>z</sub> non nulle. In questo caso, la GSTC, espressa nel dominio del tempo, si riduce ha:

$$-\Delta H_y = \varepsilon_0 \frac{d[\chi_{ee}^{xx} E_{x,av}]}{dt} \quad (4.1)$$

$$-\Delta E_x = \mu_0 \frac{d[\chi_{mm}^{yy} H_{y,av}]}{dt} \quad (4.2)$$

Considerando, quindi, il problema 1-D di una meta-superficie 0-D, si nota che ciò rappresenta ancora il problema pratico 3-D di una meta-superficie 2-D uniforme, illuminata perpendicolarmente da un'onda elettromagnetica trasversale. La meta-superficie è posizionata nella griglia di Yee sfalsata 1-D FDTD, ovvero, a  $x=0$ , tra le due celle vicine. L'onda incidente illumina la superficie da sinistra, mentre nella parte destra si trovano le onde trasmesse. Le equazioni convenzionali della FDTD si possono usare ovunque tranne nei nodi intorno le discontinuità. Tali equazioni sono le seguenti:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1) - E_z^n(i)] \quad (4.3)$$

$$E_z^n(i) = E_z^{n-1}(i) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left[ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i-1) \right] \quad (4.4)$$

Dove  $n$  rappresenta il tempo discreto ( $t=n\Delta t$ ), con  $t$  passo temporale.

Per quanto riguarda i nodi di discontinuità, bisogna invece fare più accortezza. Se si considera l'equazione di aggiornamento per  $E_z^n(i+1)$  che di norma disporrebbe dei campi circostanti  $H_y^{n-\frac{1}{2}}(i)$  e  $H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1)$ , a causa della discontinuità tra le celle, non è possibile utilizzarla come tale, altrimenti non si spiegherebbe la discontinuità stessa. Per ovviare a questo problema, si introduce quindi un nodo magnetico virtuale sul lato destro della meta-superficie, si può riscrivere, allora, la nuova equazione come segue:

$$E_z^n(i+1) = E_z^{n-1}(i+1) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left[ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(0^+) \right] \quad (4.5)$$

Dove l'ultimo termine a secondo membro è sconosciuto. Quindi, affinché si possa determinare questa grandezza, si ricorre all'equazione GSTC  $\Delta H_y$ , la cui discretizzazione nel dominio del tempo si legge come:

$$H_y^{n-\frac{1}{2}}(0^+) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) + \frac{\varepsilon_0}{\Delta t} \left[ (\chi_{ee}^{zz} E_{z,av})^n - (\chi_{ee}^{zz} E_{z,av})^{n-1} \right] \quad (4.6)$$

Nell'equazione risultante si tiene, quindi, conto della presenza della meta-superficie nel membro di destra. Se si vanno a fare delle sostituzioni, ora, e dei raggruppamenti, si ottiene:

$$E_z^n(i+1)A_{ee}^{zz,n} = E_z^{n-1}(i+1)A_{ee}^{zz,n-1} + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left[ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) \right] - \frac{\chi_{ee}^{zz,n}}{2\Delta x} E_z^n(i) + \frac{\chi_{ee}^{zz,n-1}}{2\Delta x} E_z^{n-1}(i) \quad (4.7)$$

Dove  $A_{ee}^{zz,n} = \frac{\chi_{ee}^{zz,n}}{2\Delta x}$

Se ora si considera l'equazione di aggiornamento per  $H_y^{n+\frac{1}{2}}(i)$ , valgono le stesse considerazioni fatte in precedenza. Quindi di norma, l'equazione, disporrebbe dei campi circostanti  $E_z^n(i+1)$  e  $E_z^n(i)$ , ma abbiamo la presenza di discontinuità; quindi, si introduce un nodo virtuale elettrico sul lato sinistro della superficie, la nuova equazione si può quindi scrivere come segue:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(0^-) - E_z^n(i)] \quad (4.8)$$

Analogamente a quanto scritto in precedenza, il termine  $E_z^n(0^-)$  non è noto, quindi si ricorre all'equazione GSTC  $\Delta E_x$ , da cui segue l'equazione:

$$E_z^n(0^-) = E_z^n(i+1) + \frac{\mu_0}{\Delta t} \left[ (\chi_{mm}^{yy} H_{y,av})^{n+\frac{1}{2}} - (\chi_{mm}^{yy} H_{y,av})^{n-\frac{1}{2}} \right] \quad (4.9)$$

Valgono le stesse considerazioni fatte precedentemente per l'altro campo, quindi si potrà scrivere la seguente equazione:

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i)A_{mm}^{yy,n+\frac{1}{2}} = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i)A_{mm}^{yy,n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1) - E_z^n(i)] - \frac{\chi_{mm}^{yy,n+\frac{1}{2}}}{2\Delta x} H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1) + \frac{\chi_{mm}^{yy,n-\frac{1}{2}}}{2\Delta x} H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1) \quad (4.10)$$

Dove  $A_{mm}^{yy,n} = \frac{\chi_{mm}^{yy,n}}{2\Delta x}$

Si ricavano così le equazioni per i nodi di discontinuità, in particolar modo, se la meta-superficie non è presente, le equazioni si riducono alla loro forma convenzionale.

#### 4.2. ANALISI 2-D

Si consideri ora, il problema computazione 2-D di una meta-superficie 1-D, il quale rappresenta il problema pratico 3-D, dove la meta-superficie 2-D è illuminata da un'onda piana obliqua. Andiamo, quindi a risolvere, il problema  $TM_z$ , attraverso i componenti non nulli  $TE_z$ ,  $H_x$  e  $H_y$ .

La meta-superficie è posizionata nella griglia di Yee sfalsata 2-D FDTD, dove il termine  $j_d = n_l : n_h$  rappresenta l'estensione della superficie nella direzione dell'asse  $y$ . Inoltre, in questo caso, l'onda incidente illumina la meta-superficie sul piano  $x$ - $z$ . Consideriamo l'equazione di aggiornamento  $E_z^n(i+1, j_d)$ , analogamente al caso 1-D, valgono le stesse considerazioni inerenti ai nodi di discontinuità; quindi, in questo caso si aggiunge una matrice virtuale di nodi magnetici nella parte inferiore della discontinuità. Si ottiene, quindi, una nuova equazione aggiornata, nella seguente forma:

$$E_z^n(i+1, j_d) = E_z^{n-1}(i+1, j_d) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left[ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j_d) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(0^+, j_d) \right] \quad (4.11)$$

$$+ \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta y} \left[ H_x^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j_d) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j_d) \right]$$

Seguendo lo stesso schema utilizzato per il caso 1-D, per la quantità  $H_y^{n-\frac{1}{2}}(0^+, j_d)$ , si può risalire alla seguente formulazione:

$$H_y^{n-\frac{1}{2}}(0^+, j_d) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j_d) + \frac{\varepsilon_0}{\Delta t} \left[ (\chi_{ee}^{zz} E_{z,av})^n - (\chi_{ee}^{zz} E_{z,av})^{n-1} \right] \quad (4.12)$$

Si può, quindi ora trovare l'equazione di aggiornamento nel caso dei nodi di discontinuità:

$$\begin{aligned}
E_z^n(i+1, j_d) A_{ee}^{zz, n} & \quad (4.13) \\
& = E_z^{n-1}(i+1, j_d) A_{ee}^{zz, n-1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left[ H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j_d) - H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j_d) \right] \\
& \quad - \frac{\chi_{ee}^{zz, n}}{2\Delta x} E_z^n(i, j_d) + \frac{\chi_{ee}^{zz, n-1}}{2\Delta x} E_z^{n-1}(i, j_d)
\end{aligned}$$

Dove  $A_{ee}^{zz, n} = 1 + \frac{\chi_{ee}^{zz, n}}{2\Delta x}$

Analogamente, per  $H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j_d)$ , si arriva alle stesse conclusioni, andando, però, ad aggiungere una matrice virtuale di nodi elettrici. Si può quindi scrivere l'equazione di aggiornamento per i nodi di discontinuità come segue:

$$\begin{aligned}
H_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j_d) A_{mm}^{yy, n+\frac{1}{2}} & \quad (4.14) \\
& = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j_d) A_{mm}^{yy, n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x} [E_z^n(i+1, j_d) - E_z^n(i, j_d)] \\
& \quad - \frac{\chi_{mm}^{yy, n+\frac{1}{2}}}{2\Delta x} H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j_d) + \frac{\chi_{mm}^{yy, n-\frac{1}{2}}}{2\Delta x} H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1, j_d)
\end{aligned}$$

## 5. STUDIO

### 5.1. SCOPO DELLO STUDIO

Nella fase sperimentale, si è andato a studiare il comportamento di meta-superfici riconfigurabili, andando a variare alcuni parametri, spiegati in seguito, delle stesse. In particolar modo, ci si è concentrati su alcuni aspetti del campo riflesso dalla RIS, andando a confrontare e studiare le variazioni di questi ultimi al variare dei parametri e grandezze, applicate durante lo studio, sia nel dominio del tempo che della frequenza. Durante questa fase applicativa è stato sviluppato ed utilizzato un codice nel quale sono implementate le equazioni delle GSTC<sub>s</sub>, sfruttando il metodo FDTD.

## 5.2. SETUP SPERIMENTALE

Vedremo in questo paragrafo, le caratteristiche configurazionali della meta-superficie presa in esame, in particolare quali variazioni sono state applicata ad essa; le onde incidenti utilizzate e la loro generazione.

### 5.2.1. META-SUPERFICIE

Durante la fase iniziale dello studio, è stata utilizzata una meta-superficie riconfigurabile, con le seguenti caratteristiche:

- 10 x 10 patches di forma quadrata
- La distanza tra patches di 1mm
- La superficie di dimensioni pari a 56mm x 1mm x 56mm
- Le patches sono collegate tra loro, sia in verticale che in orizzontale da una serie di diodi numerati, in totale sono 180

Per lo studio sono, poi, stati individuato 100 punti, numerato dallo 0 al 99, nel caso specifico, il punto utilizzato è stato il 32.

La configurazione utilizzata per lo studio è riporta visivamente nella figura 5.1, qui sono stati anche evidenziati il campo elettrico totale e quello riflesso, che vedremo meglio nella sezione dei risultati.

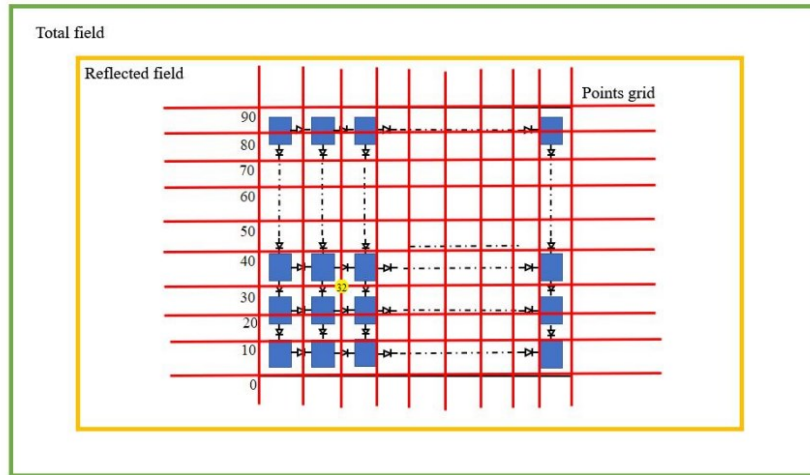


Fig. 5. 1. *Set-up sperimentale completo, in giallo è evidenziata la regione di campo riflesso e in verde la regione di campo totale, è evidenziato anche il punto 32, ovvero quello trattato nello studio.*

In seguito, si è utilizzata una meta-superficie con una variazione apportata alla forma delle patches. In particolar modo, la configurazione totale è rimasta invariata in tutti gli altri aspetti, tranne che per la forma, che è stata portata da una forma quadrata a una a croce. Questa variazione è stata riportata nel codice utilizzato per lo studio.

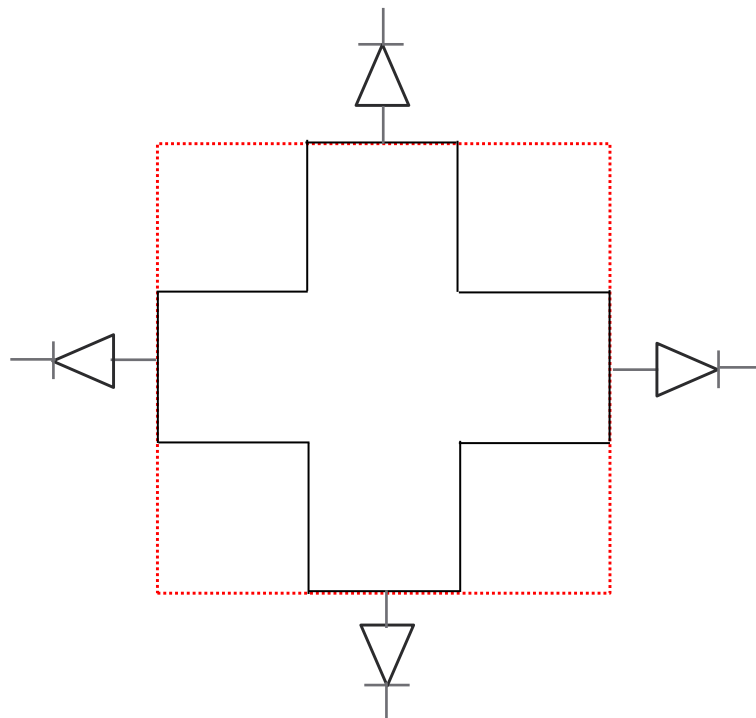


Fig. 5. 2. *Rappresentazione grafica della nuova forma della patch.*

Inoltre, durante lo studio effettuato, sono state utilizzate due diverse grandezze delle capacità dei diodi, ovvero alcune simulazioni sono state fatte con capacità pari a 1pF e altre con capacità di 0.1pF.

### 5.2.2. ONDE PIANE

Nella prima fase dello studio effettuato, è stata utilizzata una singola onda piana incidente, di cui le caratteristiche sono riportate nella tabella 5.1, mentre nella figura 5.3 è riportato graficamente uno schema di come sono disposte le coordinate spaziali dell'onda stessa.

DISTANZA [m]	$\alpha$	$\theta$	$\phi$
0.2	$\pi/2$	$\pi/4$	$\pi/4$

tabella 5. 1. Caratteristiche dell'onda piana.

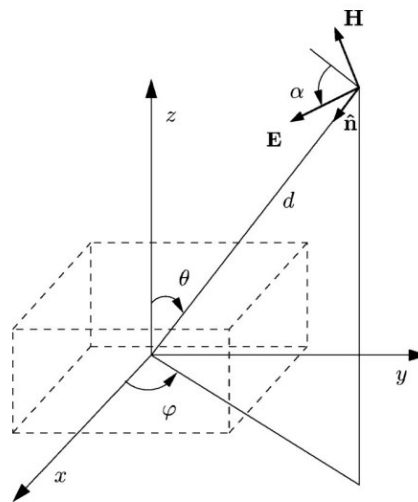


Fig. 5. 3. Disposizione delle coordinate spaziali di un'onda piana incidente una superficie.

In seguito, si è poi utilizzato un set di onde multiple, generate casualmente con il procedimento spiegato in precedenza. Sono state generate dieci onde piane, i cui valori sono riportati nella tabella 5.2.



DISTANZA [m]	$\alpha^\circ$	$\theta^\circ$	$\phi^\circ$
0.29	347.79	61.30	84.80
0.16	168.73	103.13	43.54
0.20	277.41	101.98	63.60
0.16	134.65	175.90	157.56
0.29	110.58	18.90	144.96
0.22	162.15	60.73	121.47
0.40	268.14	79.64	73.33
0.28	3.78	67.03	40.10
0.35	55.58	55.58	166.16
0.17	89.95	37.81	37.82

tabella 5. 2. Valori delle 10 onde piane generate casualmente, utilizzate per lo studio effettuato

## 5.2. MODULO E FASE

Nella seconda fase dello studio effettuato, sono stati osservati il modulo e la fase del campo elettrico riflesso per ogni configurazione della meta-superficie discusse nel paragrafo precedente. Il motivo di tale interesse, verso queste grandezze, è dato dal fatto che ad esse sono legate le distorsioni del segnale in uscita da un sistema. Infatti, affinché un sistema non apporti distorsioni del segnale, esso deve possedere una risposta in ampiezza costante e una risposta in fase proporzionale alla frequenza, quindi lineare. L'analisi della presenza o meno di distorsioni è importante in quanto, un'eventuale distorsione, potrebbe alterare il contenuto informativo del segnale. Tuttavia, tutti i sistemi reali hanno dei limiti di banda intrinseci, quindi non è possibile avere una risposta in frequenza per tutti i valori della frequenza stessa con le caratteristiche sopra citate. Per questo motivo il segnale utile che non deve essere distorto sarà caratterizzato da una banda limitata. Quindi si possono verificare le condizioni di non distorsione per le sole frequenze all'interno della banda considerata. Se, però, la non distorsione non è garantita neanche nella banda, allora si avranno delle distorsioni lineari.

### 5.2.1. PROGRAMMA PYTHON

Per analizzare il modulo e la fase del campo elettrico riflesso in esame, nel corso dello studio, è stato implementato un codice in linguaggio Python. La trattazione seguente riguarderà la presentazione del codice e la spiegazione di esso. Durante questo passaggio alcune righe di codice sono commentate, ma questo non perché non vengono utilizzate, ma per avere una

visualizzazione, poi, dei risultati più chiara e meno caotica possibile; durante l'utilizzo del codice sono quindi stati commentate o meno alcune righe in base ai risultati, inerenti ai dati desiderati, che si volevano ottenere.

## LETTURA DEI DATI OTTENUTI DALLE SIMULAZIONI

```
[3]: import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
filename = 'FD_PW-BS-Lucrezia_004_0001.txt'
data04 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 004, rows and columns:",data04.shape)
filename = 'FD_PW-BS-Lucrezia_007_0001.txt'
data07 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 007, rows and columns:",data07.shape)
filename = 'FD_PW-BS-Lucrezia_010_0001.txt'
data10 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 010, rows and columns:",data10.shape)
filename = 'FD_PW-BS-Lucrezia_011_0001.txt'
data11 = np.loadtxt(filename, delimiter='\t', skiprows=0, dtype=float)
print("FDTD simulation: 011, rows and columns:",data11.shape)
#print(data04)
num_rows, num_columns = data04.shape
length = num_rows
```

Nel primo passaggio, è stato implementato il codice per leggere i dati ottenuti dalle simulazioni, nel programma.

## VALORI X, FREQUENZE (GHz)

```
[4]: freq = [0]*length
freq = data04[:,0]
#print("f = ",freq)
```

In questo passaggio, ci si assicura che tutte le simulazioni lette abbiano gli stessi punti di frequenza, perché così è richiesto dal codice stesso.

## PLOT DEL MODULO DELLE TRE COMPONENTI CARTESIANE DEL CAMPO ELETTRICO (V/m)

```
[9]: plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('|E| (V/m)')
#plt.plot(freq, np.abs(Ex04), Label='Ex - C = 0.1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.abs(Ey04), Label='Ey - C = 0.1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.abs(Ez04), Label='Ez - C = 0.1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.abs(Ex07), Label='Ex - C = 1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.abs(Ey07), Label='Ey - C = 1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.abs(Ez07), Label='Ez - C = 1 (pF), shape: cross')
plt.plot(freq, np.abs(Ex10), label='Ex - C = 0.1 (pF), shape: square')
plt.plot(freq, np.abs(Ey10), label='Ey - C = 0.1 (pF), shape: square')
plt.plot(freq, np.abs(Ez10), label='Ez - C = 0.1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.abs(Ex11), Label='Ex - C = 1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.abs(Ey11), Label='Ey - C = 1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.abs(Ez11), Label='Ez - C = 1 (pF), shape: square')
plt.legend(loc="lower right")
#plt.legend(loc="upper left")
plt.show()
```

Con questo blocco di codice si ottengono i grafici degli andamenti dei moduli delle tre componenti cartesiane,  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ , del campo elettrico. In particolare, il modulo di un numero complesso si

$$\text{esprime con la seguente formula: } |E_x| = \sqrt{E_{x,r}^2 + E_{x,i}^2} \quad (5.1)$$

## PLOT DELLA FASE DELLE TRE COMPONENTI CARTESIANE DEL CAMPO ELETTRICO (deg)

```
[14]: plt.rc('xtick', labels=12)
plt.rc('ytick', labels=12)
plt.rc('axes', labels=12)
plt.xlabel('Frequency (GHz)')
plt.ylabel('Phase(E) (deg)')
#plt.plot(freq, np.arctan2(np.imag(ET04), np.real(ET04)) * 180 / np.pi)
plt.plot(freq, np.angle(Ex04) * 180 / np.pi, label='Ex - C = 0.1 (pF), shape: cross')
plt.plot(freq, np.angle(Ey04) * 180 / np.pi, label='Ey - C = 0.1 (pF), shape: cross')
plt.plot(freq, np.angle(Ez04) * 180 / np.pi, label='Ez - C = 0.1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.angle(Ex07) * 180 / np.pi, label='Ex - C = 1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.angle(Ey07) * 180 / np.pi, label='Ey - C = 1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.angle(Ez07) * 180 / np.pi, label='Ez - C = 1 (pF), shape: cross')
#plt.plot(freq, np.angle(Ex10) * 180 / np.pi, label='Ex - C = 0.1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.angle(Ey10) * 180 / np.pi, label='Ey - C = 0.1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.angle(Ez10) * 180 / np.pi, label='Ez - C = 0.1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.angle(Ex11) * 180 / np.pi, label='Ex - C = 1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.angle(Ey11) * 180 / np.pi, label='Ey - C = 1 (pF), shape: square')
#plt.plot(freq, np.angle(Ez11) * 180 / np.pi, label='Ez - C = 1 (pF), shape: square')
plt.legend(loc="upper right")
plt.show()
```

Invece, questo blocco restituisce il grafico dell'andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico. In particolare, il range di valori della fase di un vettore complesso è  $-180 \leq Ph \leq 180$  e può essere valutato con le funzioni “numpy.angle” o “numpy.arctan2”.

## 6. RISULTATI E CONCLUSIONI

I risultati dello studio saranno proposti con il seguente ordine:

- Onda piana singola: mappa del campo elettrico, variazione in frequenza e poi nel tempo del campo, modulo e fase del campo.
- Onde piane multiple: mappa del campo elettrico, modulo e fase del campo.

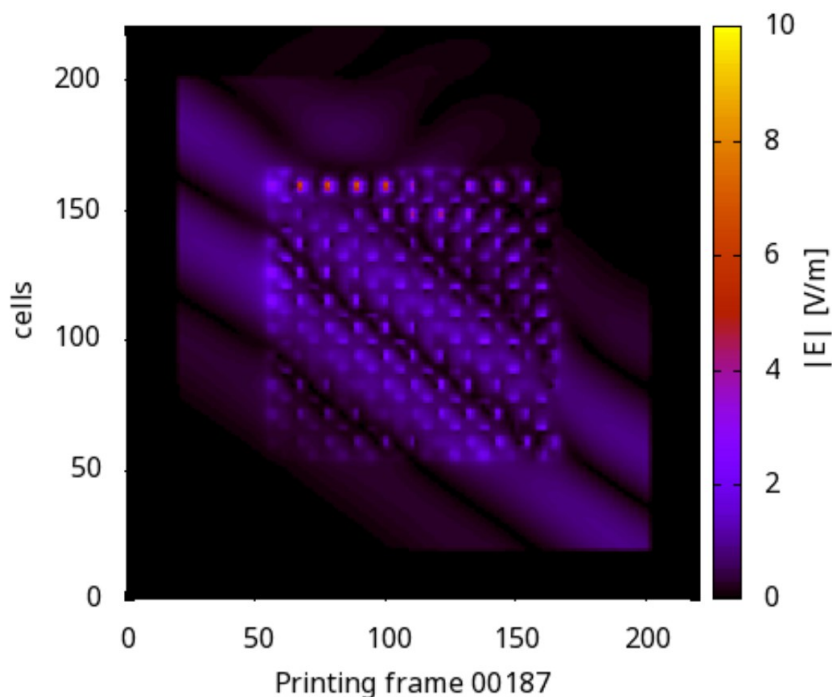


Fig. 6. 1. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF al passo temporale 00187.

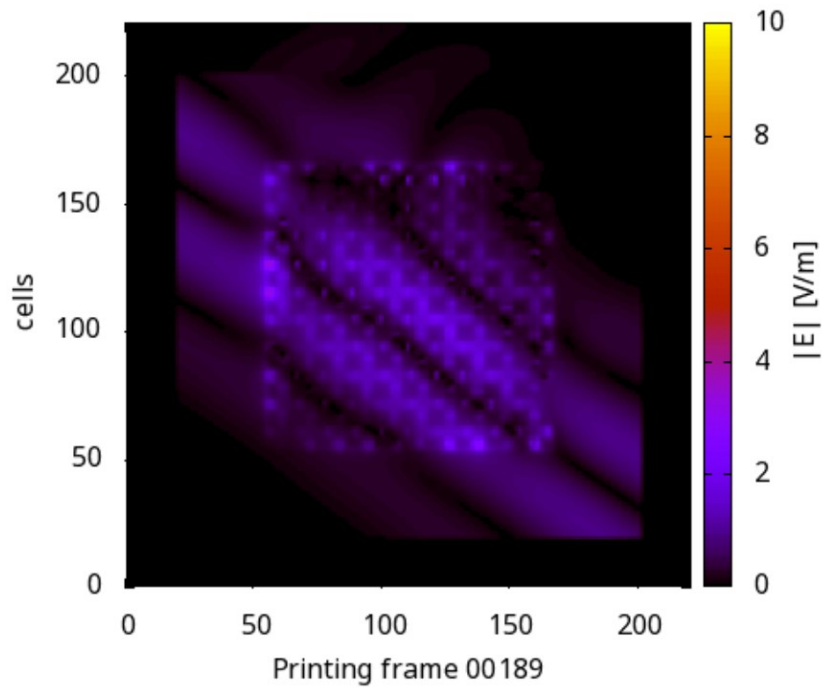


Fig. 6. 2. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00189.

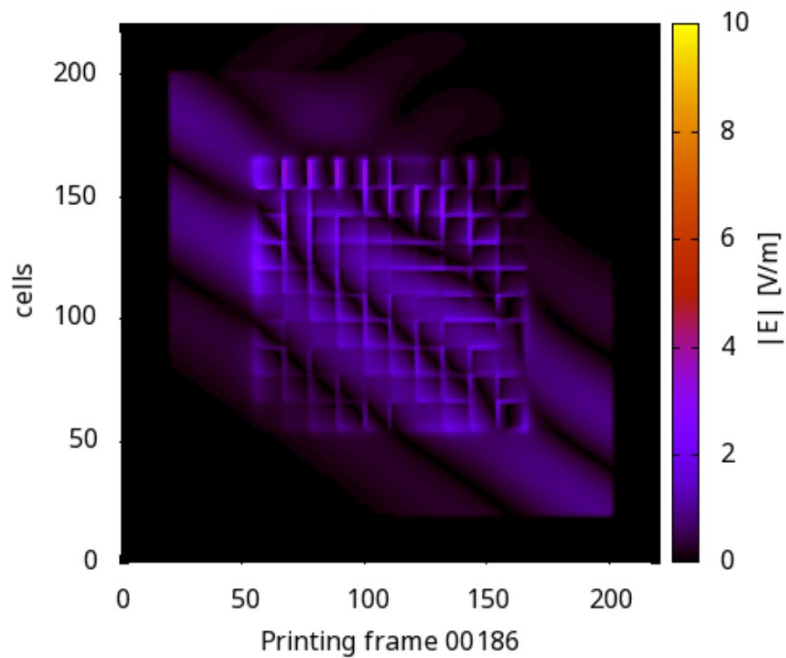


Fig. 6. 3. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches quadrati e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00186.

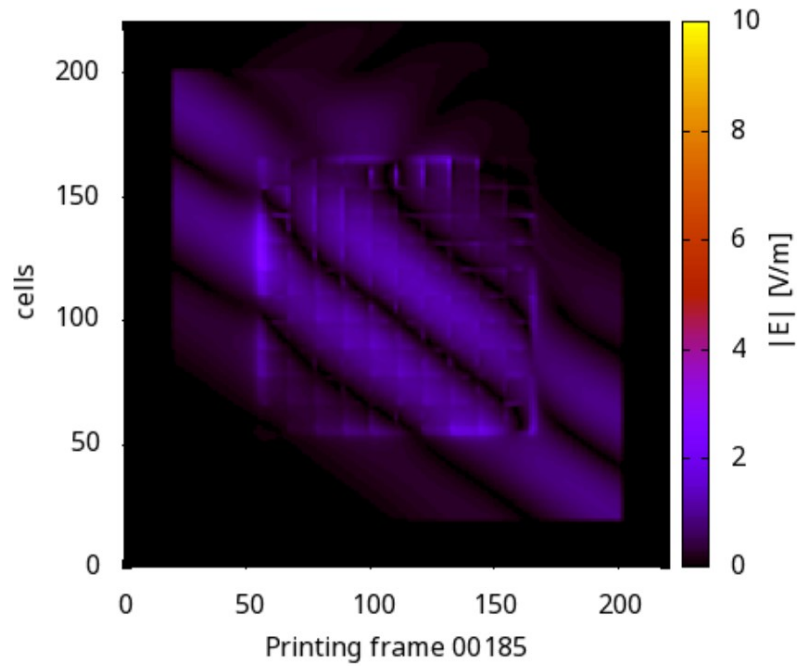


Fig. 6. 4. Mappa del campo elettrico con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00185.

Dai frames ottenuti al passo temporale circa pari a 00186, non si notano grandi differenze del capo elettrico riflesso dalle diverse conformazioni della RIS, si può però osservare una minima differenza legata al cambiamento del valore delle capacità; infatti, sia nella simulazione con patches a croce che in quella con patches quadrati, si può notare una maggiore, se pur lieve, intensità del campo elettrico per le RIS in cui la capacità è pari a 0.1pF.

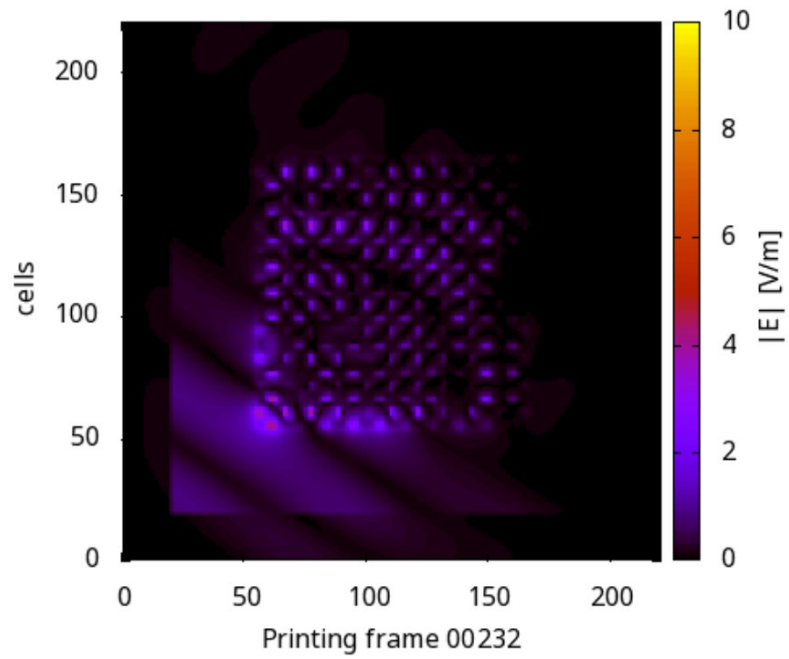


Fig. 6. 5. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00232.

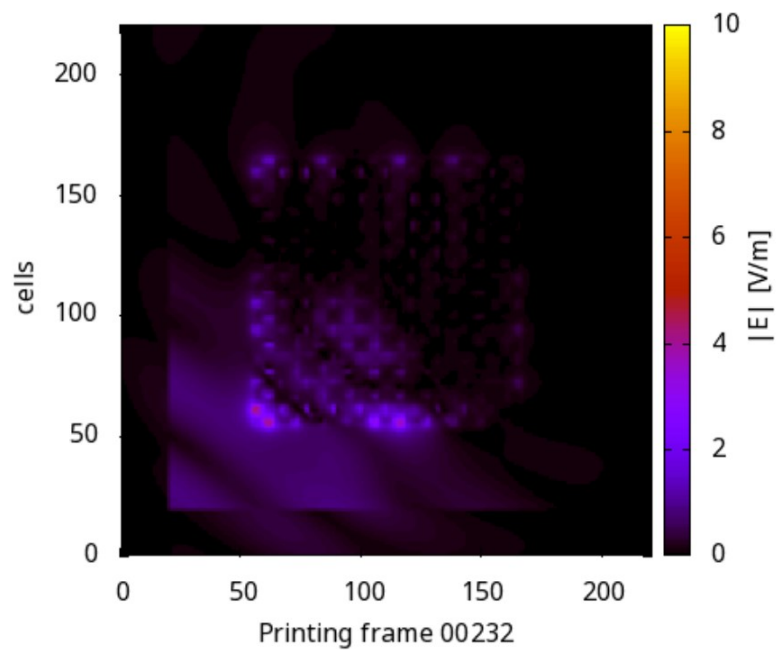


Fig. 6. 6. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00232.

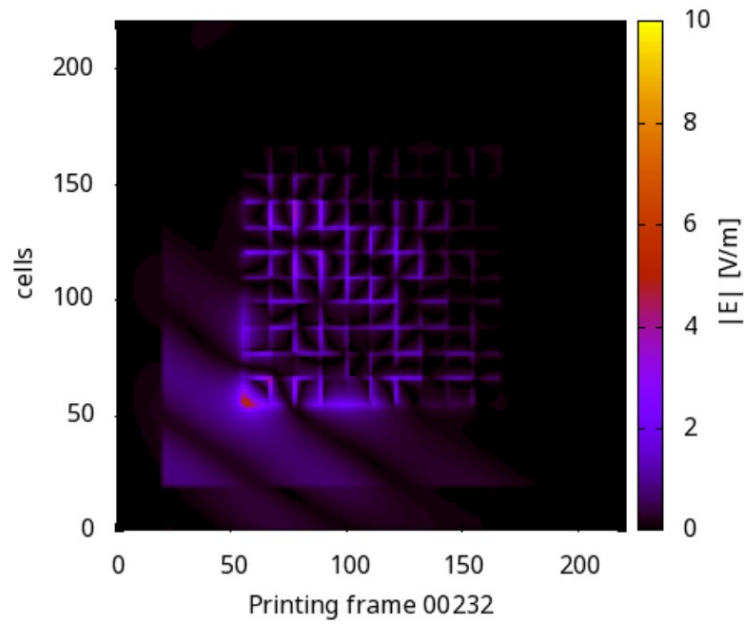


Fig. 6. 7. Mappa del campo elettrico rifleso con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00232.

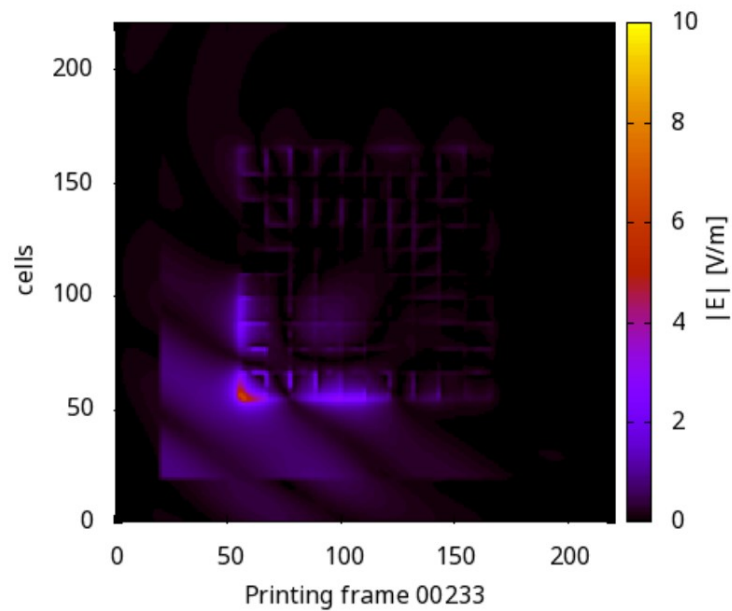


Fig. 6. 8. Mappa del campo elettrico rifleso con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00233.



Cambiando il passo temporale dei frames, notiamo che non ci sono grandi differenze tra le varie configurazioni della RIS, in modo leggero si possono però fare le stesse considerazioni fatte per il passo temporale considerato in precedenza, anche se in questo caso specifico è ancora più sottile la differenza.

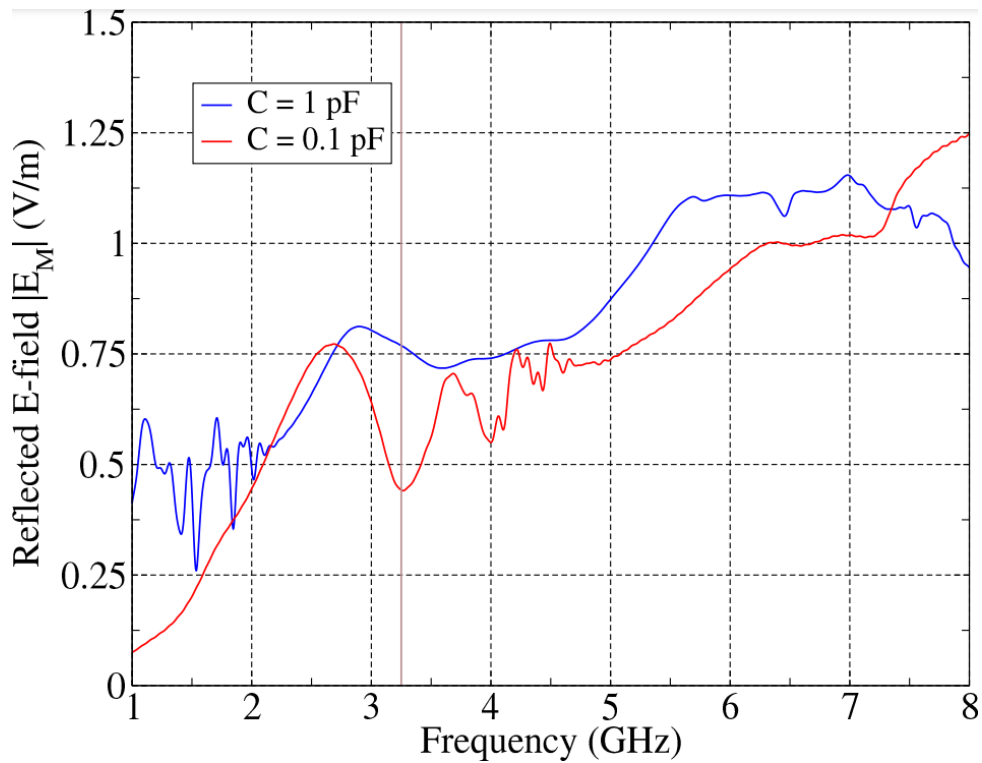


Fig. 6. 9. Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per un RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF e 1pF.

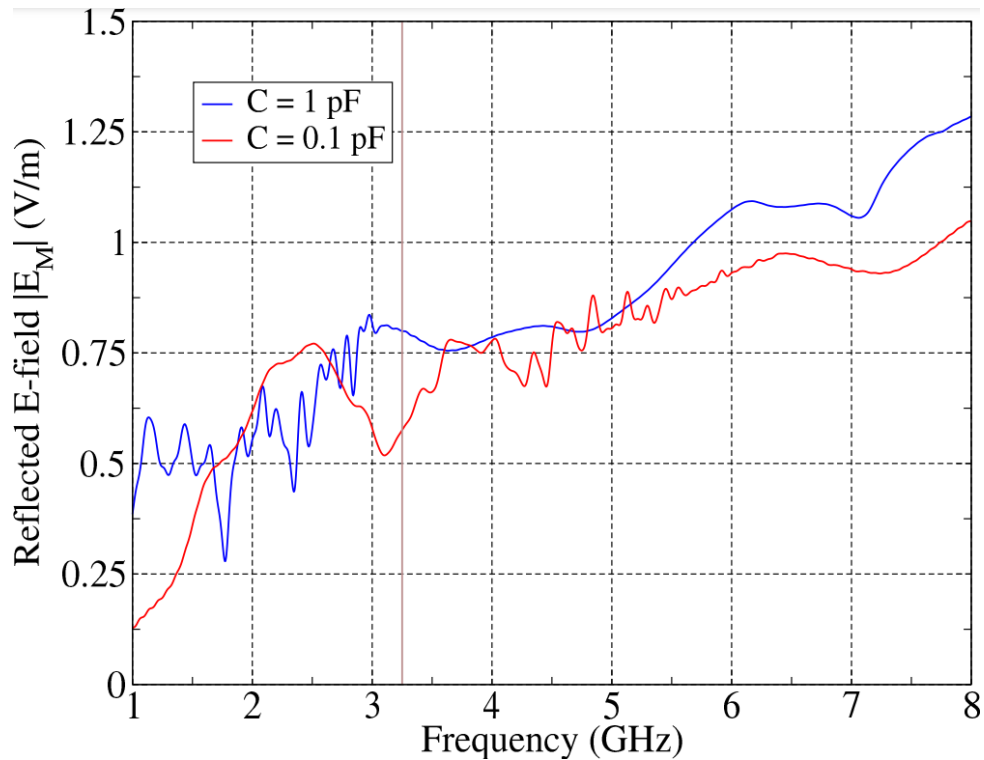


Fig. 6. 10. Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per un RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 0.1pF e 1pF.

Dai grafici ricavati, si può notare che, per quanto riguarda la RIS con patches a croce, il campo elettrico riflesso ha valori leggermente più alti per capacità pari a 1pF, cosa interessante da notare, però, è che a frequenze più alte, più precisamente a partire da 7GHz, il campo elettrico riflesso dalla RIS con capacità di 1pF, decresce rapidamente, mentre quello riflesso dalla RIS con capacità 0.1pF continua a crescere. Mentre per quanto riguarda i grafici che riguardano la RIS con patches quadrate, non si notando sostanziali differenze tra i campi riflessi, hanno infatti un andamento simile. Si può, infine, notare che il range di valori dell'andamento del campo elettrico riflesso, rispetto alla frequenza, è pressoché lo stesso sia per la RIS con patches quadrate che per quella con patches a croce. Inoltre, per entrambe le configurazioni della RIS si ha, nella fascia centrale di frequenze, un andamento più lineare per le RIS con diodi di capacità di 1pF.

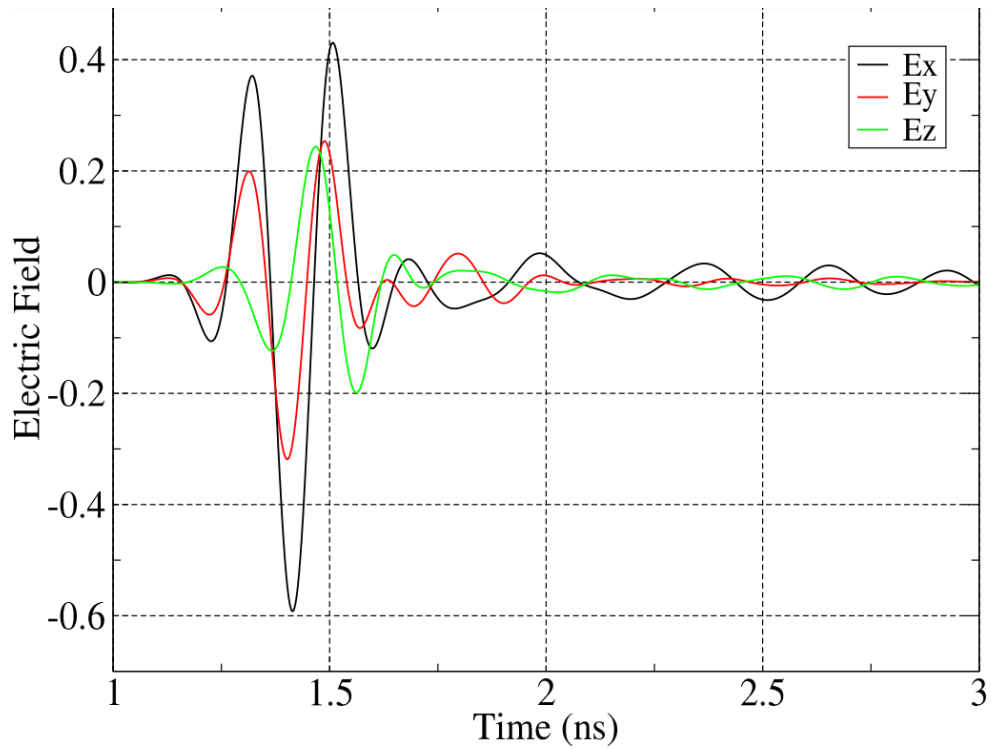


Fig. 6. 11. Andamento nel tempo, delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso di una RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF.

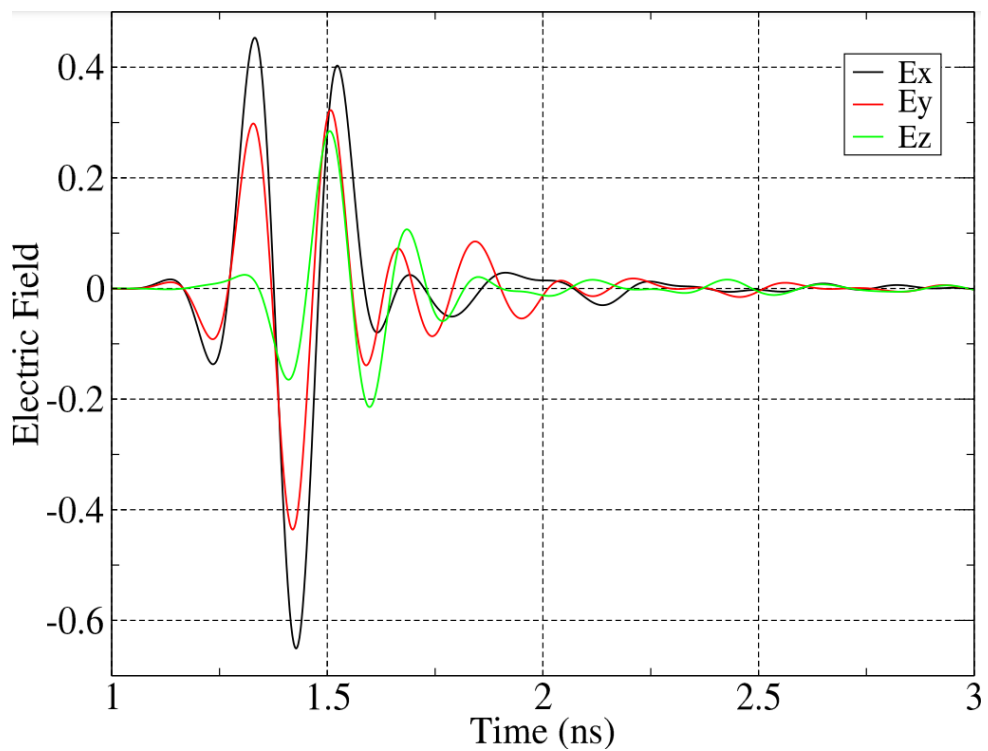


Fig. 6. 12. Andamento nel tempo, delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso di una RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF.

Dall'andamento ottenuto, si può notare che, nel tempo, il campo elettrico riflesso, nella RIS con diodi di capacità 0.1pF, inizialmente ha valori più piccoli, per poi avere il suo massimo e stabilizzarsi in seguito, al contrario della RIS con diodi di capacità 1pF, che ha inizialmente il suo massimo, per poi diminuire fino a stabilizzarsi.

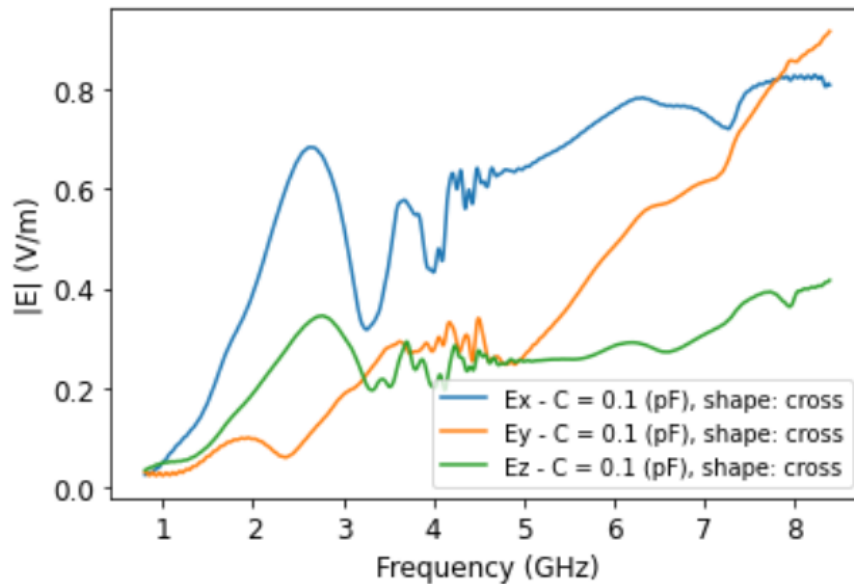


Fig. 6. 13. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e diodi con capacità di 0.1pF.

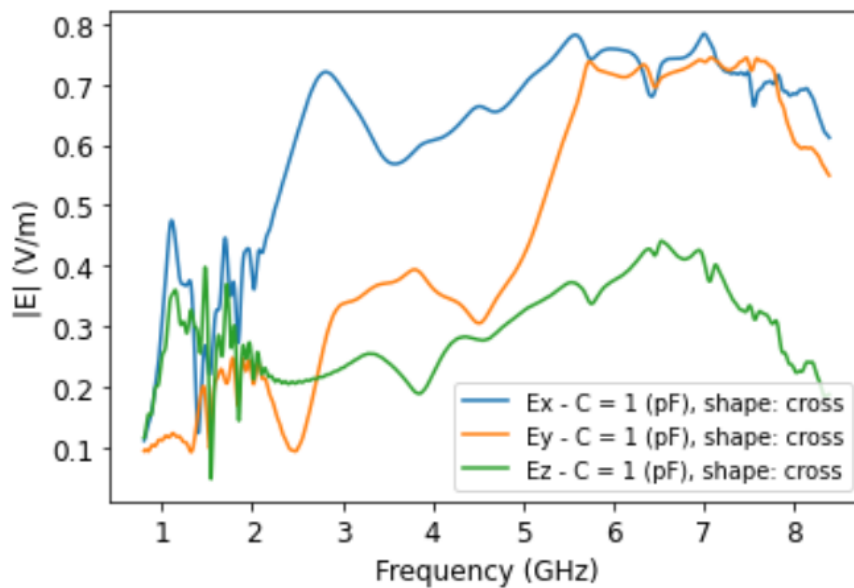


Fig. 6. 14. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e diodi con capacità di 1pF.

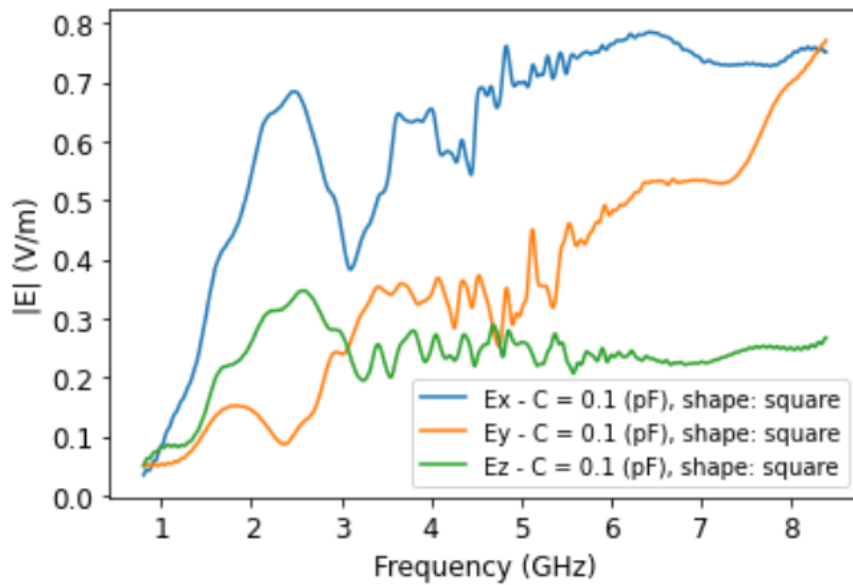


Fig. 6. 15. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF.

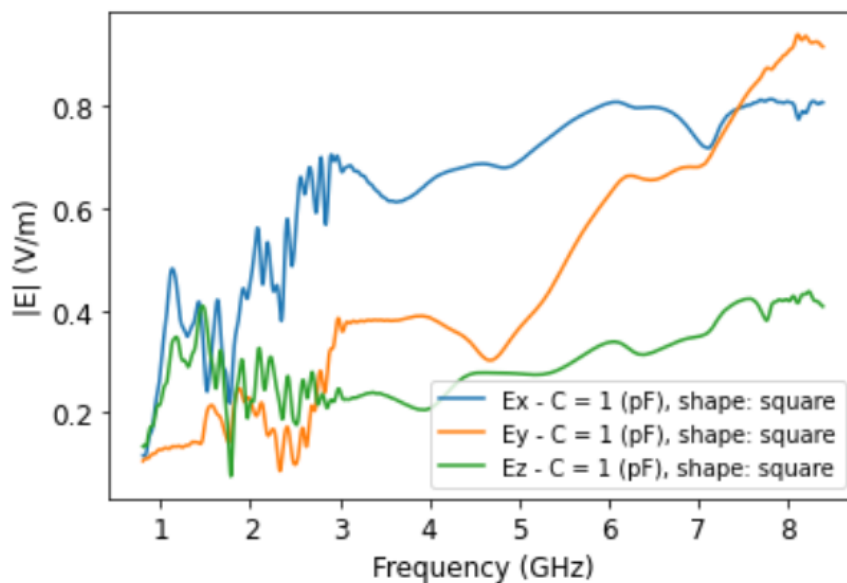


Fig. 6. 16. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF

Da tali risultati, inerenti al modulo dei campi elettrici riflessi, si nota che nella configurazione della RIS con patch a croce, ci sono meno oscillazioni rispetto all'altra configurazione, questo perché nella prima, le capacità sono state ridotte e si è lavorato di più sui corto circuiti. Infatti, anche nelle stesse conformazioni, in media, sono più lineari i campi elettrici riflessi dalla RIS con capacità ridotta.

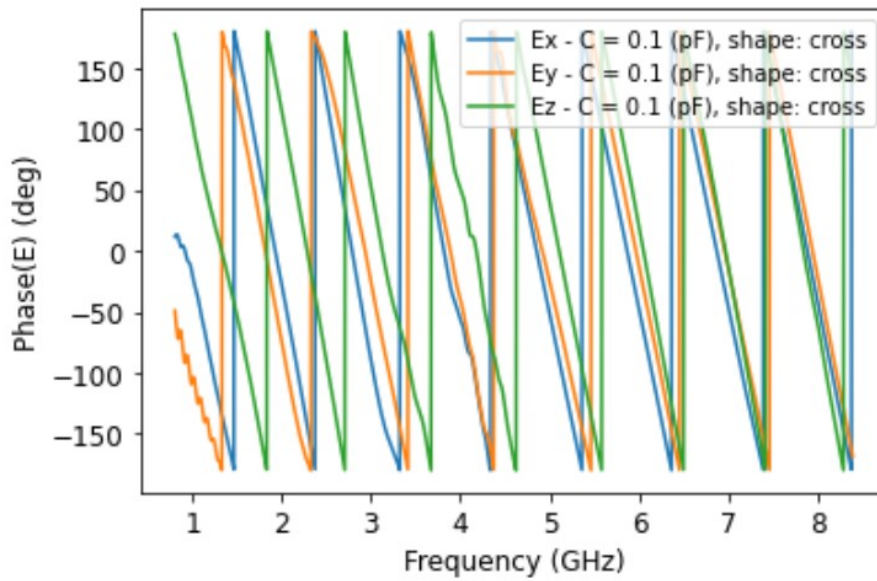


Fig. 6. 17. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e capacità dei diodi di 0.1pF.

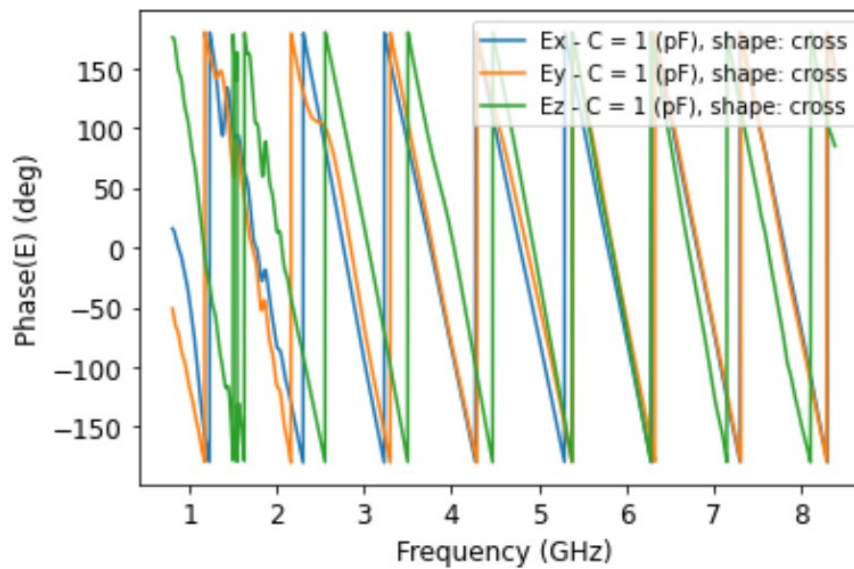


Fig. 6. 18. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e capacità dei diodi di 1pF.

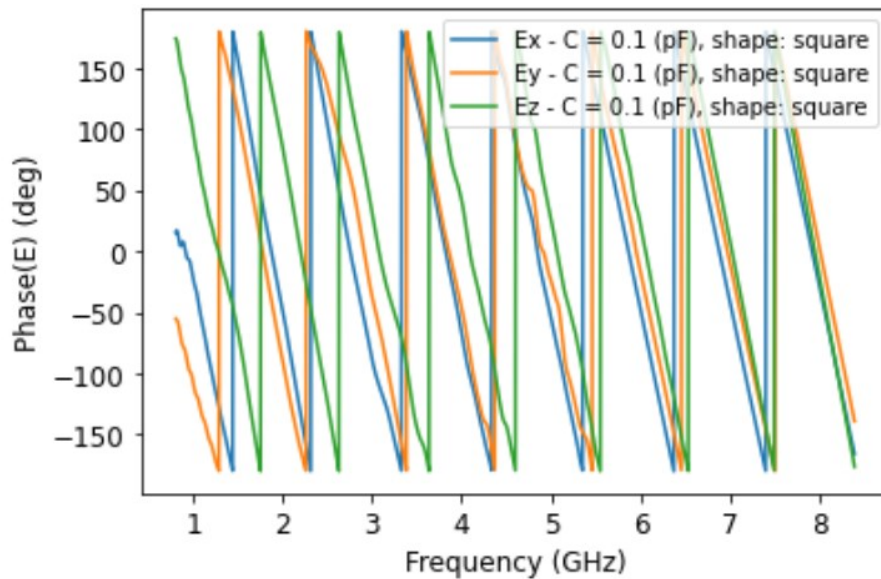


Fig. 6. 19. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e capacità dei diodi di 0.1pF.

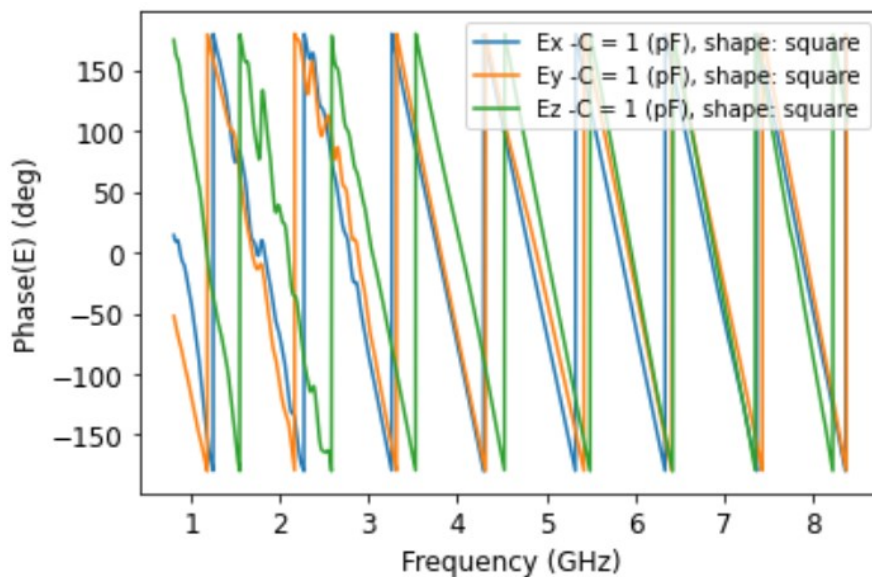


Fig. 6. 20. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e capacità dei diodi di 1pF. In questo caso, va sottolineato che, tra le frequenze di valore 2GHz e 3GHz, le distorsioni della fase che si trovano sul grafico, non sono dovute alla distorsione della fase stessa, ma è un difetto puramente grafico, in quanto in questo punto si ha un picco sul passaggio tra  $180^\circ$  e  $-180^\circ$ , quindi si può dire che il grafico compie una sorta di salto.

Le distorsioni dei grafici che si trovano all'inizio del grafico stesso, sono dovute alla scelta della banda di osservazione, probabilmente con una banda più larga questi difetti non si avrebbero,

quindi nulla di rilevante. Analizzando i grafici, si nota come le RIS con capacità dei diodi pari a 0.1pF restituiscono campi elettrici riflessi con fasi più lineari, quindi si avvicinano maggiormente all'idealità.

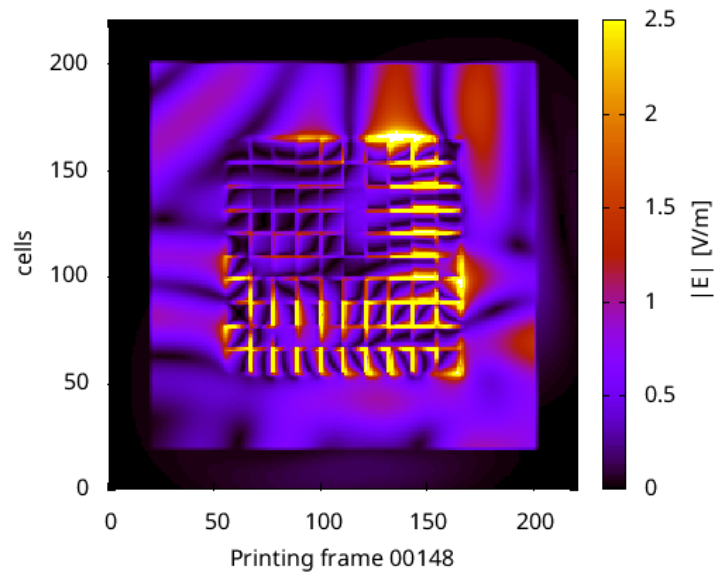


Fig. 6. 21. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane.

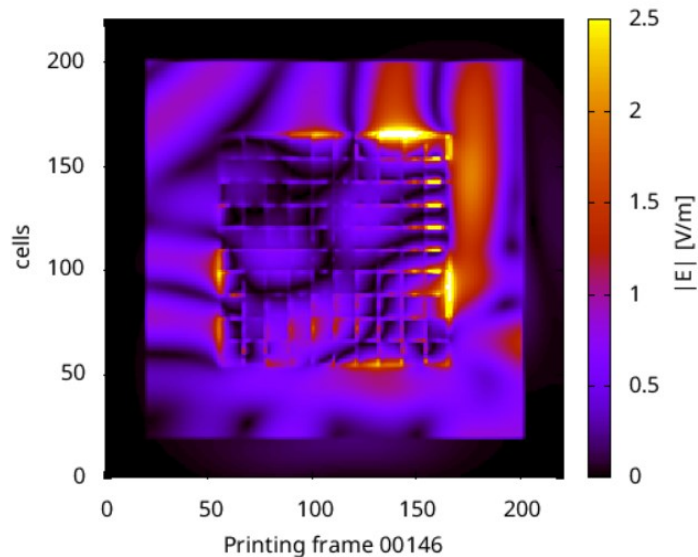


Fig. 6. 22. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane.



Dai frames ottenuti, al passo 00146-00148, si nota che nella RIS che contiene diodi con capacità ridotta, il campo elettrico riflesso è più intenso, rispetto a quella con i diodi con capacità maggiore.

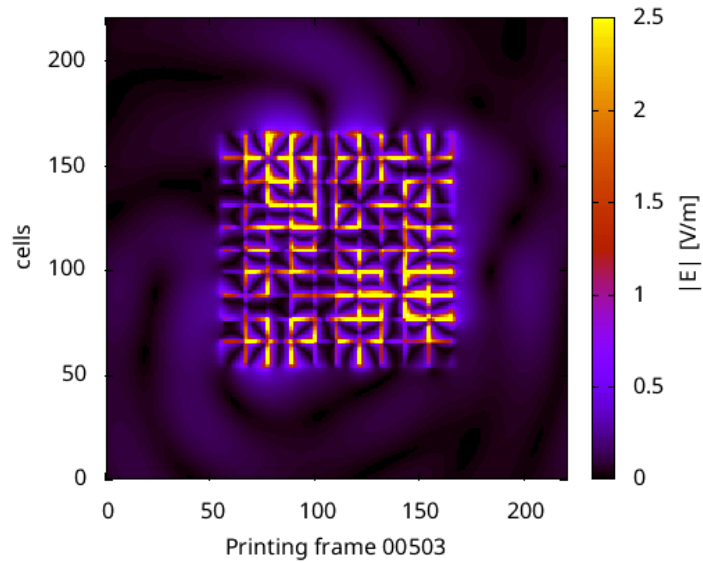


Fig. 6. 23. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane.

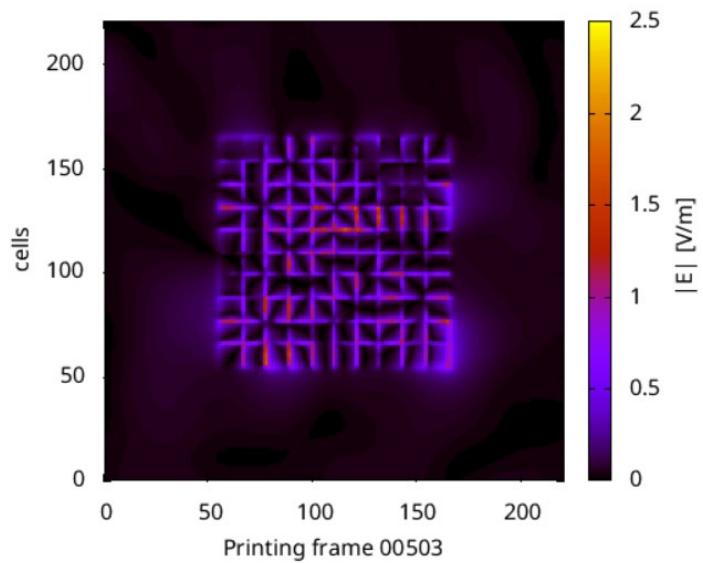


Fig. 6. 24. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane.

Cambiando il passo temporale dei frames, ovvero considerando il passo 00503, si nota che nella RIS con diodi con capacità di 0.1pF, c'è più risonanza; quindi, il campo elettrico riflesso persiste per maggior tempo ad un'intensità maggiore, rispetto alla RIS con diodi con capacità di 1pF.

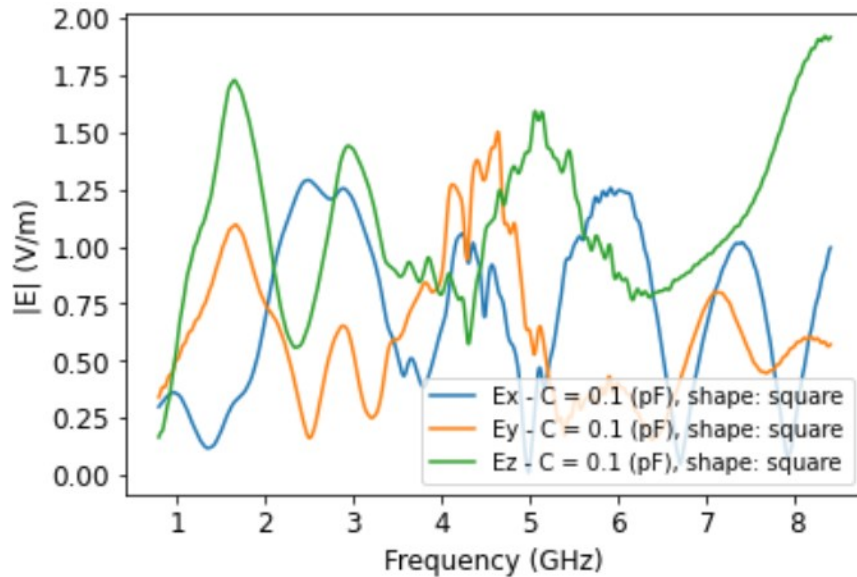


Fig. 6. 25. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane.

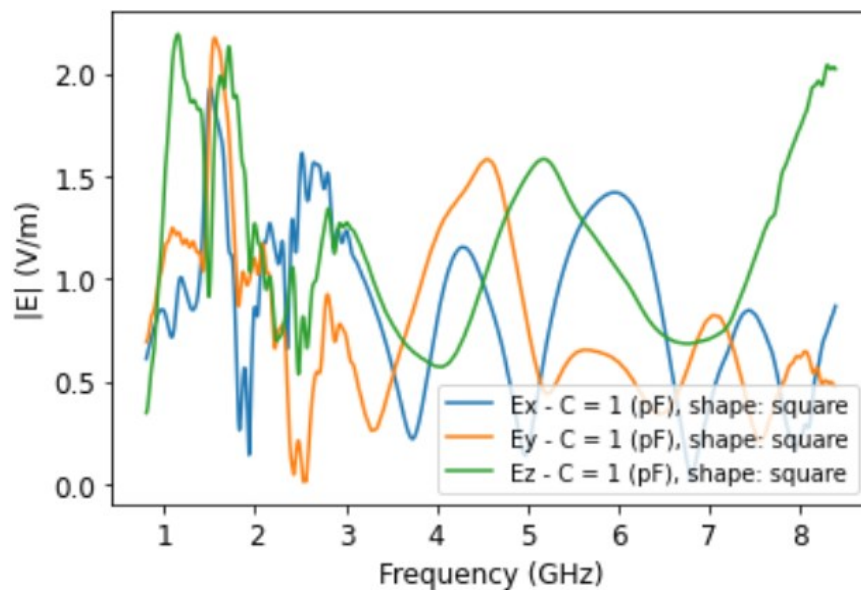


Fig. 6. 26. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane.

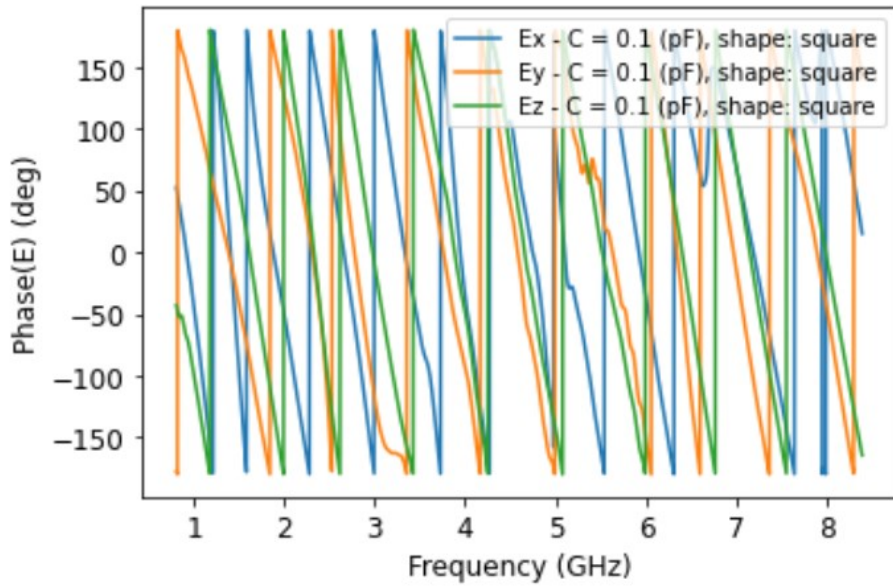


Fig. 6. 27. Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane.

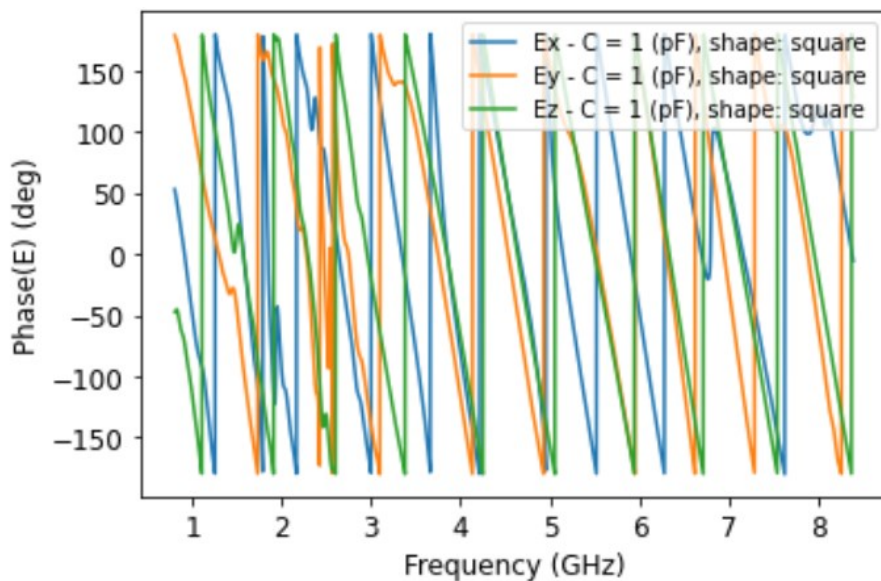


Fig. 6. 28. Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane.

Dai grafici ottenuti, sia per il modulo che per la fase, si può notare che per capacità ridotte dei diodi, si hanno maggiori distorsioni del segnale per frequenza che vanno dai 5GHz ai 7GHz. Mentre, per le capacità dei diodi pari a 1pF, si hanno distorsioni maggiori a frequenze più basse,

ovvero per valori compresi tra 1GHz e 3GHz. La fase, però, rimane comunque in media più lineare per RIS con diodi con capacità pari a 0.1pF.



## INDICE DELLE FIGURE

Fig.1. 1. <i>Presentazione riassuntiva delle terminologie legate all'elettromagnetismo di superficie, divise secondo la loro funzionalità.</i> .....	10
Fig 2. 1. <i>Distinzione dei metamateriali, basta sulle combinazioni di valori che assumono i coefficienti <math>\epsilon</math> e <math>\mu</math>, con i relativi nomi.</i> .....	12
Fig 2. 2. <i>Rappresentazione grafica della struttura di una RIS, dove sono riportati i varactor diodes, le patch e il substrate.</i> .....	14
Fig 2. 3. <i>Rappresentazione di come si propagano i raggi LOS e riflesso da un trasmettitore a un ricevitore, nel modello convenzionale del sistema two-ray.</i> .....	15
Fig. 3. 1. <i>Posizione delle componenti dei vettori dei campi elettrico e magnetico su un'unità cubica appartenete al cubo di Yee. Le componenti del campo elettrico sono posizionate lungo i bordi del cubo, mentre le componenti il campo magnetico sono sulle facce del cubo.</i> .....	19
Fig. 3. 2. <i>Grafico spazio-temporale dell'algoritmo di Yee per la propagazione di un'onda a una dimensione. Le condizioni iniziale sono zero per entrambi i campi.</i> .....	19
Fig. 3. 3. <i>Schema computazionale per l'analisi I-D di una meta-superficie 0-D.</i> .....	21
Fig. 3. 4. <i>Rappresentazione della superficie sferica utilizzata per ricavare gli angolo, è riportata la comparazione con la Terra, con inerenti equatore e paralleli.</i> .....	23
Fig. 5. 1. <i>Set-up sperimentale completo, in giallo è evidenziata la regione di campo riflesso e</i> .....	31
Fig. 5. 2. <i>Rappresentazione grafica della nuova forma della patch.</i> .....	31
Fig. 5. 3. <i>Disposizione delle coordinate spaziali di un'onda piana incidente una superficie.</i> .....	32
Fig. 6. 1. <i>Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF al passo temporale 00187.</i> .....	36
Fig. 6. 2. <i>Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00189.</i> .....	37
Fig. 6. 3. <i>Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches quadrati e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00186.</i> .....	37
Fig. 6. 4. <i>Mappa del campo elettrico con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00185.</i> .....	38
Fig. 6. 5. <i>Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00232.</i> .....	39

Fig. 6. 6. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00232. ....	39
Fig. 6. 7. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 0.1pF, al passo temporale 00232. ....	40
Fig. 6. 8. Mappa del campo elettrico riflesso con RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 1pF, al passo temporale 00233. ....	40
Fig. 6. 9. Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per un RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF e 1pF.....	41
Fig. 6. 10. Grafico dell'andamento in frequenza del campo elettrico riflesso, per un RIS con patches quadrate e capacità dei diodi pari a 0.1pF e 1pF.....	42
Fig. 6. 11. Andamento nel tempo, delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso di una RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 0.1pF.....	43
Fig. 6. 12. Andamento nel tempo, delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso di una RIS con patches a croce e capacità dei diodi pari a 1pF.....	43
Fig. 6. 13. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e diodi con capacità di 0.1pF.....	44
Fig. 6. 14. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e diodi con capacità di 1pF.....	44
Fig. 6. 15. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF.....	45
Fig. 6. 16. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF.....	45
Fig. 6. 17. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e capacità dei diodi di 0.1pF.....	46
Fig. 6. 18. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches a croce e capacità dei diodi di 1pF.....	46
Fig. 6. 19. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e capacità dei diodi di 0.1pF. ....	47
Fig. 6. 20. Andamento delle fasi delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e capacità dei diodi di 1pF. In questo caso, va sottolineato che, tra le frequenze di valore 2GHz e 3GHz, le distorsioni della fase che si trovano sul grafico, non sono dovute alla distorsione della fase stessa, ma è un difetto puramente grafico, in quanto in questo punto si ha un picco sul passaggio tra 180° e -180°, quindi si può dire che il grafico compie una sorta di salto. ....	47
Fig. 6. 21. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane. ....	48
Fig. 6. 22. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane. ....	48

Fig. 6. 23. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane. ....	49
Fig. 6. 24. Mappa del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane. ....	49
Fig. 6. 25. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane. ....	50
Fig. 6. 26. Andamento del modulo delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane. ....	50
Fig. 6. 27. Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 0.1pF, con un set di 10 onde piane. ....	51
Fig. 6. 28. Andamento della fase delle tre componenti cartesiane del campo elettrico riflesso, con una RIS con patches quadrate e diodi con capacità di 1pF, con un set di 10 onde piane. ....	51



## BIBLIOGRAFIA

- [1] Fan Yang and Yahya Rahmat-Samii. *Surface electromagnetics: with applications in antenna, microwave, and optical engineering*. Cambridge University Press, 2019.
- [2] Marco Esposito e Francesco Todisco. *I Metamateriali: Invisibilità e Rifrazione Negativa in Mezzi Nanochirali* Dipartimento di Matematica & Fisica “Ennio De Giorgi” - Università del Salento, CNR Nanotec.
- [3] Glybovski. *Metasurfaces: From microwaves to visible*, 2016.
- [4] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. *Generalized sheet transition condition ftd simulation of metasurface*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 66(1):271–280, 2017.
- [5] Christopher L Holloway and Edward F Kuester. *A homogenization technique for obtaining generalized sheet-transition conditions for a metafilm embedded in a magnetodielectric interface*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 64(11):4671–4686, 2016.
- [6] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. *Computational Analysis of Metasurfaces*. IEEE journal on multiscale and multiphysics computational techniques, vol.3, 2018.
- [7] Yousef Vahabzadeh, Nima Chamanara, and Christophe Caloz. *Simultaneous Control of the Spatial and Temporal Spectra of Light With Space-Time Varying Metasurfaces*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol.67, no.4, 2019.
- [8] Filippo Costa e Michele Borghese. *Electromagnetic Model of Reflective Intelligent Surfaces*. 2021.
- [9] Melinda Piket-May, Allen Taflove and John Baron. *FD-TD Modeling of Digital Signal Propagation in 3-D Circuits With Passive and Active Loads*. IEEE transaction on microwave theory and techniques, vol. 42, no. 8, 1994.
- [10] Q. Cheng J. Y. Dai, J. Zhao and T. J. Cui. *Independent control of harmonic amplitudes and phases via a time-domain digital coding metasurface*, . Light: Science Applications, 7(1):90, 2018.
- [11] K. S. Yee. *Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media*, IEEE trans. antennas propag. 14(3):302–307, 1966.

- [12] F. Moglie and A.P. Pastore. *Fdtd analysis of plane wave superposition to simulate susceptibility tests in reverberation chambers*. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 48(1):195–202, 2006.
- [13] Marco Luise e Giorgio M. Vitetta. *Teoria dei segnali*. McGraw-Hill. 1° edizione 1999.
- [14] Federico Cauduro e Carlo G. Someda. *Metodi numerici per la risoluzione delle equazioni di Maxwell tramite FDTD*, 2010.