

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE

CORSO DI LAUREA TRIENNALE  
IN INGEGNERIA ELETTRONICA

**Antenne a radiofrequenza e la loro applicazione  
nelle sorgenti al plasma per propulsione spaziale**

*Relatore:*

PROF. MIRKO MAGAROTTO

*Laureando:*

SALVATORE FERRACANE

2041795

Anno Accademico 2023/2024



# Indice

<b>Elenco delle figure</b>	<b>v</b>
<b>1 Il Plasma</b>	<b>3</b>
1.1 Introduzione Teorica . . . . .	3
1.2 Onde Elettromagnetiche nei Plasmi . . . . .	5
1.3 Plasma Freddo . . . . .	6
1.3.1 Relazione di dispersione . . . . .	7
1.4 Onde in un plasma freddo . . . . .	13
1.4.1 Onde Ciclotroniche Elettroniche . . . . .	14
1.4.2 Onde Helicon . . . . .	15
<b>2 Antenne a Radiofrequenza</b>	<b>17</b>
2.1 Antenna Nagoya Tipo-III . . . . .	18
2.2 Antenna a guida d'onda . . . . .	20
<b>3 Propulsori Ambipolari</b>	<b>23</b>
3.1 Propulsori ECR . . . . .	24
3.2 Propulsori Helicon . . . . .	26
<b>Conclusioni</b>	<b>29</b>
Riferimenti bibliografici . . . . .	32



# Sommario

Questa tesi esamina il ruolo fondamentale delle antenne a radiofrequenza (RF) per la produzione di plasma ad alta densità, indispensabile nei sistemi di propulsione HPT (*Helicon Plasma Thruster*) ed ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) adoperati in ambito spaziale. Attraverso una completa analisi dei principi di funzionamento e dei meccanismi alla base di questi sistemi di propulsione, quindi, partendo dalla comprensione della fisica del plasma, in particolare del modello del plasma freddo, proseguendo con lo studio sulla propagazione delle onde elettromagnetiche e, concludendo con la caratterizzazione di alcune tipologie di antenne RF, ovvero *Nagoya tipo-III* e antenna a guida d'onda adoperate rispettivamente nei propulsori HPT ed ECR, focalizzandosi, poi, sul loro funzionamento e sulle possibili applicazioni nei diversi propulsori, si giunge alla valutazione prestazionale circa i numerosi vantaggi derivanti dall'utilizzo di questi moderni e innovativi propulsori elettrici. Questa indagine evidenzia come diverse strettture di antenne influenzano l'accoppiamento di potenza, la densità del plasma e l'efficienza della spinta del sistema propulsivo.



# Elenco delle figure

1	Categorie di Propulsori. In evidenza la classe di propulsori trattati in questa tesi: Ambipolari. . . . .	2
1.1	Componenti trasversale ( $E_t$ ) e longitudinale ( $E_l$ ) del vettore campo elettrico rispetto al vettore $k$ . . . . .	9
1.2	Grafico relazione di dispersione dell'onda trasversale in un plasma freddo e isotropico. . . . .	12
1.3	Grafico relazione di dispersione onde RHP (Right-Hand Polarized) e LHP (Left-Hand Polarized) per $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ . . . . .	14
2.1	Tre Tipologie di antenne RF utilizzate per la produzione di plasma.	18
2.2	Schema di un'antenna Nagoya tipo-III a intera lunghezza d'onda.	19
2.3	Schema di un propulsore ECR. In evidenza la sorgente di microonde ("MW") e la guida coassiale. . . . .	21
3.1	Schema di un tipico propulsore ECR. . . . .	25
3.2	Schema di un tipico propulsore HPT ( <i>Helicon Plasma Thruster</i> ). . . . .	26
3.3	Propulsore HPT sviluppato dall'Institute for Space Systems [10]. . . . .	27



# Introduzione

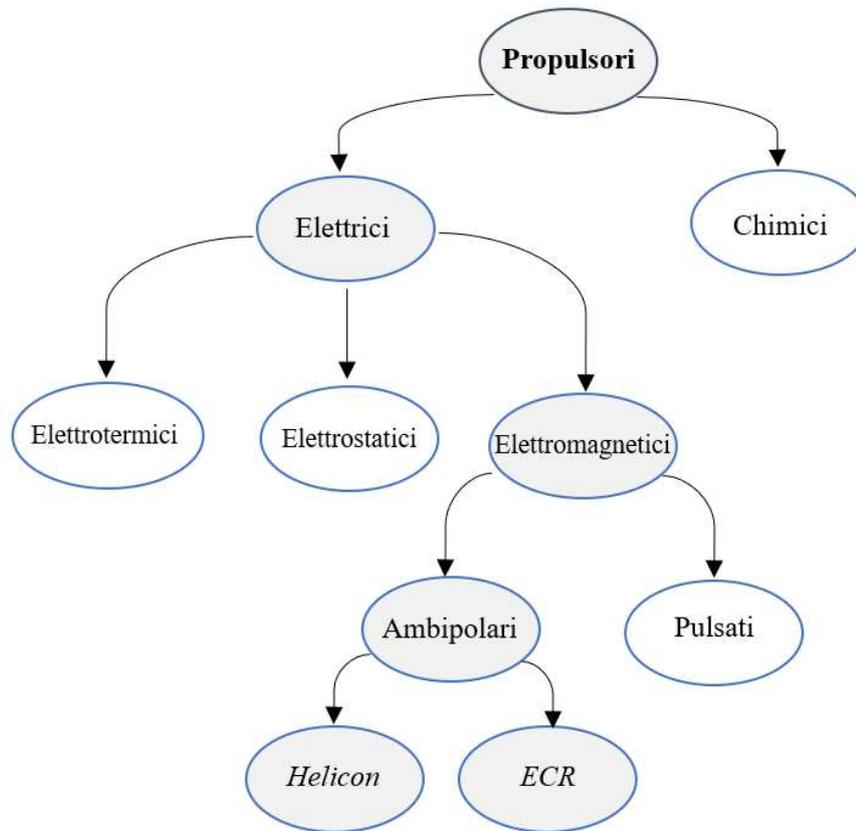
I sistemi a propulsione elettrica (EP System) ricoprono un ruolo fondamentale nelle moderne esplorazioni spaziali [1]. Vengono, infatti, adoperati largamente nei CubeSat, ovvero satelliti di piccole dimensioni standardizzate espresse come unità (e.g. 1U, 2U, 3U e così via), dove generalmente una unità (1U) corrisponde  $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 10\text{cm}$ . Data la loro ridotta dimensione, risulta evidente la difficoltà di implementazione e l'inefficienza di propulsori chimici tradizionali, tipicamente di considerevoli dimensioni e che prevedono notevoli consumi di propellente anche per piccole manovre orbitali. Per questo motivo, una valida alternativa risultano essere i sistemi a propulsione elettrica.

In generale, i sistemi EP sono caratterizzati da una spinta relativamente bassa ( $<1\text{N}$ ) e da un elevato impulso specifico (circa 10,000s). Per questo i principali vantaggi riguardano: il limitato consumo di propellente per l'esecuzione di determinate manovre orbitali, la longevità del satellite stesso e la sua flessibilità.

Inoltre, le tecnologie EP vengono suddivise in tre macro categorie. A seconda del metodo con cui viene generata la spinta, si possono individuare: (i) propulsori elettrotermici, (ii) elettrostatici e (iii) elettromagnetici. Ogni uno di questi può presentare ulteriori categorie e/o varianti di progetto a seconda dell'utilizzo finale, come, ad esempio, i propulsori elettrici di tipo elettromagnetico vengono distinti in due sottoclassi: (i) ambipolari e (ii) pulsati [2] (Fig.1).

Argomento di questa tesi sono, infatti, i propulsori ambipolari, senza catodi e anodi, i quali prevedono l'utilizzo di un'antenna per la produzione di plasma necessario per la propulsione. A seconda della frequenza dell'antenna si distinguono due diversi principi di funzionamento per la produzione del plasma: (i) *Helicon* e (ii) *Electron Cyclotron Resonance* (ECR).

La principale limitazione che ostacola l'implementazione di sistemi EP elettromagnetici ambipolari è rappresentata dai complessi fenomeni fisici che governano le fasi operative fondamentali, ovvero il riscaldamento e l'ionizzazione del plasma nonché l'accelerazione delle particelle cariche.



**Figura 1:** Categorie di Propulsori. In evidenza la classe di propulsori trattati in questa tesi: Ambipolari.

Scopo di questa tesi è, quindi, analizzare le diverse tipologie di onde, in grado di propagarsi all'interno di un plasma freddo, generate da un'antenna a radiofrequenza indispensabili per la produzione, il riscaldamento e il mantenimento del plasma nei propulsori ambipolari comunemente utilizzati in ambito spaziale.

La struttura della tesi è la seguente: nel primo capitolo viene introdotta la teoria generale circa la descrizione fisica del plasma, e una sua caratterizzazione mediante lo studio della propagazione delle onde elettromagnetiche, concentrandosi, poi, sul modello del plasma freddo e sulle tipologie di onde elettromagnetiche di interesse (*Helicon* ed elettroniche ciclotroniche). Nel secondo capitolo, vengono discusse due tipologie di antenne comunemente adoperata per la produzione di plasma, ovvero l'antenna *Nagoya tipo-III* e a guida d'onda. Infine, nel terzo capitolo, si discutono le diverse applicazioni delle antenne a radiofrequenza evidenziando il loro impatto nelle prestazioni delle sorgenti al plasma nei sistemi EP di tipo ambipolare implementati nei CubeSat.

# Capitolo 1

## Il Plasma

La scelta dell'utilizzo di propulsori di tipo ambipolare, che sfruttano il plasma per generare spinta, è giustificata da diversi vantaggi derivanti dall'utilizzo di questa tecnologia. Oltre a quelli già citati, che riguardano in generale i propulsori elettrici, vi è un significativo vantaggio dato dell'assenza di catodi e anodi. Ciò conferisce al satellite un tempo di vita maggiore poiché i catodi nel lungo periodo sono soggetti a usura.

Per questo motivo, al fine di comprendere il principio di funzionamento di questo sistema EP, si introduce la teoria generale del plasma, concentrandosi successivamente sul modello del plasma freddo e nell'analisi della propagazione delle onde elettromagnetiche in esso.

### 1.1 Introduzione Teorica

Il plasma è definito come un gas ionizzato, costituito da un insieme di elettroni e ioni, globalmente neutro, per cui la carica netta è nulla.

Il suo comportamento dinamico dipende principalmente dall'interazione tra particelle del plasma, campi interni prodotti dalle particelle stesse e da campi esterni applicati. Il movimento delle particelle all'interno del plasma possono dare luogo a una serie di fenomeni, tra cui: *(i)* concentrazioni locali di carica positiva o negativa che producono a loro volta campi elettrici e *(ii)* correnti elettriche con la conseguente generazione di campi magnetici. Inoltre, la dinamica delle particelle in un plasma può essere adeguatamente descritta dalle leggi della meccanica classica. Questo assunto è valido fintanto che il momento delle particelle del plasma è elevato e la densità sufficientemente bassa da mantenere le lunghezze d'onda di De Broglie trascurabili rispetto alla distanza interparticellare.

Mentre effetti quantistici si iniziano a osservare per temperature molto basse e densità del plasma molto elevati [3].

In generale, l'interazione delle particelle cariche con campi elettromagnetici è descritta dalla forza di Lorentz. Per cui, data una generica carica  $q$  e massa  $m$ , con velocità  $v$ , in presenza di campo elettrico ( $E$ ) e campo magnetico indotto ( $B$ ), l'equazione del moto di una particella risulta essere:

$$\frac{dp}{dt} = q(E + v \times B) \quad (1.1)$$

dove  $p = mv$  corrisponde al momento della particella. Mentre, i campi elettromagnetici interni ed esterni al plasma vengono descritti dalle equazioni di Maxwell in forma differenziale:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.5)$$

dove  $\rho$ ,  $J$ ,  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$ , sono rispettivamente: la densità volumetrica di carica, densità di corrente, costante dielettrica del vuoto e la costante di permeabilità magnetica del vuoto. Nello specifico, la densità volumetrica di carica del plasma e la densità di corrente sono definite rispettivamente:

$$\rho_p = \frac{1}{\delta V} \sum_i q_i \quad (1.6)$$

$$J_p = \frac{1}{\delta V} \sum_i q_i v_i \quad (1.7)$$

In principio, è possibile descrivere la dinamica di un plasma, a  $N$  particelle, risolvendo le equazioni del moto di ogni singola carica. Inoltre, è necessario tenere conto dell'influenza combinata dei campi esterni e di quelli interni generati a loro volta dal movimento di tutte le altre  $N$  particelle.

Questo approccio permette idealmente di comprendere la dinamica di un plasma, ma ne risulta evidente la complessità computazionale. Infatti, ciò ri-

chiederebbe la risoluzione di  $N$  equazioni differenziali non lineari considerando in ognuna l'interazione delle altre  $N - 1$  cariche. Inoltre, per la risoluzione delle equazioni differenziali, sono richieste le relative condizioni al contorno (e.g. posizione iniziale della particella) difficilmente determinabili nella pratica. Per questo motivo, a seconda della modellizzazione fisica utilizzata, diversi aspetti e comportamenti del plasma e della propagazione delle onde elettromagnetiche al suo interno vengono studiati, nella pratica, tramite software di simulazione dedicati, riducendo così il problema computazionale (esempi software per la simulazione sono "*Antenna2*" e "*ADAMANT*" [4]).

Infine, considerando la definizione di plasma e le equazioni che ne descrivono la dinamica (equazioni del moto e di Maxwell), si può concludere che, le particelle di un plasma risultano elettricamente cariche, quindi capaci di interagire con i campi elettrici e magnetici indotti e autoindotti. Infatti, considerando un plasma, soggetto a campi elettrici e magnetici, viene a formarsi un gradiente di densità di carica al suo interno che causa, a sua volta, la diffusione delle particelle da una zona più densa a una meno densa. Inoltre, poiché gli elettroni hanno una massa inferiore rispetto agli ioni, essi tenderanno a diffondere più velocemente dando luogo a una separazione di carica con la conseguente generazione di un campo elettrico di polarizzazione. Quest'ultimo favorirà la diffusione degli ioni che inizieranno a diffondere, approssimativamente, alla stessa velocità degli elettroni. Questo tipo di diffusione prende il nome di diffusione ambipolare poiché prevede, appunto, il movimento di entrambe le cariche di segno opposto (e non solo di cariche negative).

Infine, in presenza di campo magnetico esterno, la diffusione delle cariche attraverso le linee di campo viene rallentata causando, così, il confinamento del plasma.

## 1.2 Onde Elettromagnetiche nei Plasmi

La caratterizzazione e la determinazione delle proprietà di un plasma avviene tramite lo studio della propagazione dei fenomeni ondulatori, principalmente delle onde elettromagnetiche, all'interno del plasma stesso. Inoltre, questo tipo di analisi, risulta essere indispensabile anche per la diagnostica del plasma tipicamente utilizzata in ambito spaziale.

Quindi, di seguito, vengono discussi i processi alla base dell'interazione onde - particelle del plasma.

In primo luogo, i fenomeni ondulatori più comunemente trattati riguardano onde elettrostatiche longitudinali e onde elettromagnetiche trasversali ad alta frequenza. Mentre, a bassa frequenza, i modi d'onda di un plasma magnetizzato corrispondono alle *onde di Alfvén*<sup>1</sup>. Ogni possibile modo di propagazione delle onde può essere caratterizzato da una relazione di dispersione, ovvero una funzione che mette in relazione la pulsazione  $\omega$  (quindi la frequenza) e il numero d'onda  $k$ . La relazione di dispersione corrisponde alla prima proprietà che permette di caratterizzare, in parte, un plasma.

In secondo luogo, vi sono i processi dissipativi, ovvero le collisioni onda - particelle, che comportano una riduzione dell'ampiezza dell'onda con un conseguente trasferimento di energia al plasma. Esiste anche un diverso processo di smorzamento, detto *smorzamento di Landau*, che consiste nell'intrappolamento di alcune particelle del plasma, nello specifico quelle con velocità approssimativamente uguali a quella di fase dell'onda, nel pozzo di potenziale energetico dell'onda. Questo, però, non esclude la presenza di modi con ampiezza crescenti dovuti a fenomeni di instabilità [3].

Infine, vi sono ulteriori aspetti che si possono considerare e che esulano dall'argomento di questa tesi, come ad esempio l'emissione di radiazioni del plasma, il quale ricopre un ruolo non marginale nella progettazione di un propulsore ambipolare.

## 1.3 Plasma Freddo

Per discutere delle proprietà che caratterizzano un plasma freddo è necessario, innanzitutto, introdurre la teoria magnetoionica che permette di descrivere la propagazione delle onde in un plasma freddo omogeneo e immerso in un campo magnetico.

Esistono diversi approcci praticabili per l'analisi del problema della propagazione delle onde nei plasmi freddi. Il metodo qui adottato prevede l'utilizzo delle equazioni di Maxwell e quelle dei fluidi per descrivere rispettivamente, le onde elettromagnetiche e i moti delle particelle interne al plasma. Con questo approccio, più diretto rispetto agli altri, non viene ricavata né un'equazione d'onda né la matrice di tensore di polarizzazione per la caratterizzazione della costante dielettrica del plasma, si ottiene invece una relazione di dispersione che permette di

---

<sup>1</sup>Un'onda di *Alfvén* è una perturbazione ondulatoria del plasma che si propaga tramite l'oscillazione di ioni all'interno di un campo magnetico [3].

correlare il numero d'onda  $k$  con la pulsazione d'onda  $\omega$ . Ciò fornisce importanti informazioni circa la propagazione dell'onda nel plasma.

Infine, nei paragrafi successivi si considera un plasma freddo, infinito (si trascurano quindi gli effetti di bordo) e immerso in un campo magnetico statico e uniforme. Si fa notare che, questa trattazione volge a una comprensione generale di questi fenomeni di plasma, ma nel caso dei propulsori elettromagnetici, come si vedrà in seguito, l'assunzione di plasma infinito viene meno poiché confinato in un volume cilindrico.

### 1.3.1 Relazione di dispersione

Innanzitutto, è importante sottolineare che il modello del plasma freddo può essere assunto solo nel caso in cui l'energia cinetica, quindi la velocità delle particelle nel plasma, è molto minore rispetto alla velocità di fase dell'onda. Ciò permette, di trascurare l'energia cinetica delle particelle e il gradiente di pressione nell'equazione del moto.

Per tanto, in questo studio, vengono considerate solo onde di piccola ampiezza, quindi sotto l'ipotesi di piccole variazioni trascurabili rispetto ai parametri non perturbati, in modo tale da ridurre la complessità delle equazioni e considerare solo piccole perturbazioni lineari dovute all'interazione onde - particelle del plasma.

Ulteriore approssimazione è legata alla frequenza delle onde. Infatti, se quest'ultima risulta molto maggiore rispetto alla frequenza ciclotronica degli ioni allora, in accordo con la teoria magnetoionica, solo il moto degli elettroni è preso in considerazione. D'altro lato, se la frequenza d'onda risulta minore della frequenza ciclotronica, il moto degli ioni non è più trascurabile[3].

Assumendo come ipotesi quanto appena detto, è possibile procedere con la determinazione di una relazione di dispersione.

Si considera, quindi, un gas di elettroni freddi descritto da due variabili idrodinamiche, ovvero la densità numerica degli elettroni  $n(r, t)$  e la loro velocità  $u(r, t)$ . Esse soddisfano l'equazione di continuità:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{u}) = 0 \quad (1.8)$$

Mentre il moto degli elettroni viene descritto dall'equazione di *Langevin*:

$$m \frac{D\vec{u}}{Dt} = q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - m\nu\vec{u} \quad (1.9)$$

dove  $\nu$  rappresenta la frequenza di collisioni e, più in generale, il termine  $-m\nu u$  rappresenta la forza di attrito (o smorzamento) dovuto alle collisioni.

Infine le equazioni sopra riportate sono completate dalle equazioni di Maxwell relative ai campi elettrici e magnetici (Eq. (1.2), (1.3), (1.4), (1.5)).

Per quanto riguarda, invece, la densità di carica totale, si considerano anche gli ioni positivi aventi carica  $q_i$  e densità numerica  $n_i$ , per cui:

$$\rho = -en + q_i n_i \quad (1.10)$$

Mentre, assumendo una frequenza d'onda maggiore rispetto a quella ciclotronica degli elettroni, il moto degli ioni è trascurato ( $u_i = 0$ ) nell'equazione della densità di corrente:

$$J = -enu \quad (1.11)$$

A questo punto, si vogliono considerare le piccole perturbazioni secondo quanto discusso all'inizio di questo paragrafo. Risulta, quindi, necessario distinguere due diverse componenti nell'induzione magnetica totale e nella densità degli elettroni:

$$B(r, t) = B_0 + B_1(r, t) \quad (1.12)$$

$$n(r, t) = n_0 + n_1(r, t) \quad (1.13)$$

dove  $B_0$  corrisponde a un campo magnetico uniforme e costante e  $n_0$  alla densità di elettroni non perturbata in assenza di onde. Inoltre, si può considerare una generica soluzione di un'onda piana, con  $k$  (numero d'onda) e  $\omega$  (pulsazione):

$$\psi_j(r, t) = \psi_j e^{ik \cdot r - i\omega t} \quad (1.14)$$

dove il termine  $\psi_j$  può rappresentare una qualsiasi componente tra  $E$ ,  $B_1$ ,  $u$  e  $n_1$ .

A questo punto, per poter trattare l'equazione (1.9) si utilizza l'ipotesi di  $u \ll \frac{\omega}{k}$ , ovvero velocità media degli elettroni molto minore della velocità di fase dell'onda. In questo modo, nelle componenti  $u$  e  $B_1$  vengono presi in considerazione solo i termini di primo ordine. Per cui sostituendo gli operatori differenziali  $\nabla$  e  $\partial/\partial t$  rispettivamente con  $ik$  e  $-i\omega$  si ottiene:

$$\begin{aligned} m \frac{Du}{Dt} &= q(\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - m\nu \vec{u} &\Rightarrow & -i\omega m u = -e(\vec{E} + u \times \vec{B}_0) - m\nu \vec{u} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &\Rightarrow & \vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B}_1 \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu_0 \left( \vec{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) &\Rightarrow & i\vec{k} \times \vec{B}_1 = \mu_0 (-en_0 \vec{u} - i\omega \epsilon_0 \vec{E}) \end{aligned}$$

Le equazioni appena ottenute permettono di derivare una relazione di dispersione delle onde in un plasma freddo. Infatti, ponendo per semplicità  $B_0 = 0$ , quindi in assenza di campo magnetico esterno, l'equazione (1.9) del moto degli elettroni diventa:

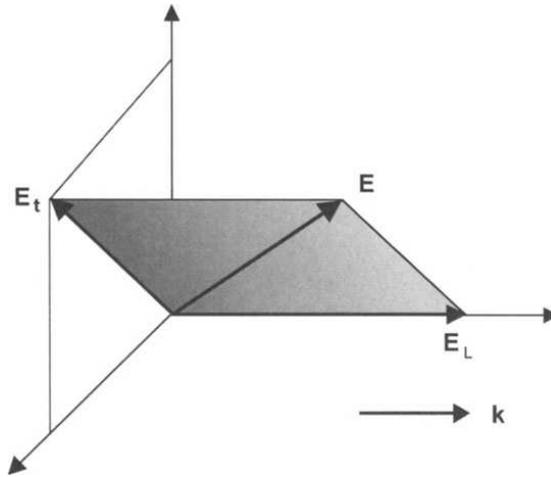
$$u = \frac{e}{m(\nu - i\omega)} E \quad (1.15)$$

che, combinata con le 3 equazioni precedenti, si ottiene:

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = -\frac{i\omega\mu_0 e^2 n_0}{m(\nu - i\omega)} \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} \quad (1.16)$$

È importante osservare che il vettore campo elettrico  $\vec{E}$  è scomponibile nelle due componenti parallela ( $E_{\parallel}$ ) e trasversale ( $E_t$ ) rispetto a  $\vec{k}$ :

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_t \quad (1.17)$$



**Figura 1.1:** Componenti trasversale ( $E_t$ ) e longitudinale ( $E_l$ ) del vettore campo elettrico rispetto al vettore  $k$ .

In particolare, si osserva che:

$$\vec{k} \times \vec{E}_{\parallel} = 0 \quad (1.18)$$

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_t) = -k^2 \vec{E}_t \quad (1.19)$$

per cui l'equazione (1.16) diviene:

$$-k^2 \vec{E}_t = - \left[ \frac{i\omega\mu_0 e^2 n_0}{m(\nu - i\omega)} \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \right] (\vec{E}_{\parallel} + \vec{E}_t) \quad (1.20)$$

Introducendo il termine  $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m\epsilon_0}}$  corrispondente alla frequenza elettronica di plasma, si possono distinguere le due componenti longitudinale e trasversale, nel seguente modo:

$$\left[ \frac{\omega_{pe}^2}{c^2(1 + i\nu/\omega)} - \frac{\omega^2}{c^2} \right] \vec{E}_{\parallel} = 0 \quad (1.21)$$

$$\left[ \frac{\omega_{pe}^2}{c^2(1 + i\nu/\omega)} - \frac{\omega^2}{c^2} \right] \vec{E}_t = -k^2 \vec{E}_t \quad (1.22)$$

da cui si possono ricavare le relazioni di dispersione nei due modi di propagazione per  $E_{\parallel} \neq 0$  e  $E_t \neq 0$ :

$$\omega^2 \left( 1 + i\frac{\nu}{\omega} \right) - \omega_{pe}^2 = 0 \quad (1.23)$$

$$(\omega^2 - k^2 c^2) \left( 1 + i\frac{\nu}{\omega} \right) - \omega_{pe}^2 = 0 \quad (1.24)$$

Queste equazioni permettono, anche, di ricavare lo spessore di penetrazione del mezzo. Per fare ciò, si parte da un caso semplice in assenza di collisioni per la quale  $\frac{\nu}{\omega} \ll 1$ . Quindi, dalla (1.23) e dalla (1.24), si ottiene rispettivamente:

$$\omega = \omega_{pe} \quad (1.25)$$

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2 \quad (1.26)$$

Concentrandosi sulla relazione di dispersione dell'onda trasversale (Eq. 1.26) si osserva che il termine  $k^2$  è positivo solo se  $\omega > \omega_{pe}$ , in caso contrario ( $\omega < \omega_{pe}$ ) il termine diventa immaginario. Conviene quindi esprimere  $k = \beta + j\alpha$ , con  $\alpha$  e  $\beta$  reali. Infine, dall'equazione di velocità di fase dell'onda (Eq. 1.27), per  $\omega < \omega_{pe}$ ,  $\alpha$  può essere determinata (Eq. 1.28) e, quindi, anche lo spessore di penetrazione  $\delta$  (Eq. 1.29).

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}} \quad (1.27)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega^2}}{c} \quad (1.28)$$

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{c}{\omega_{pe}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2}}} \quad (1.29)$$

All'interno del mezzo (plasma), è evidente che per  $\omega < \omega_{pe}$ ,  $k = j\alpha$ , per cui l'onda trasversale risulterebbe esponenzialmente smorzata, ovvero:

$$E_t \propto e^{-\alpha z} e^{-j\omega t} \quad (1.30)$$

Inoltre, dalle equazioni (1.26) e (1.28) si possono ricavare una relazione di proporzionalità diretta tra  $\alpha$  e la frequenza di collisione ( $\nu$ ), che per semplicità è stata trascurata per l'ipotesi di assenza di collisioni, e una proporzionalità inversa tra  $\alpha$  e la pulsazione d'onda come  $\frac{1}{\omega^2}$ . Da ciò, ne consegue che, in assenza di collisioni, l'onda non viene smorzata, per cui non vi è alcun trasferimento di energia al plasma. Per questo, nel grafico mostrato in Fig.1.2, che mette in evidenza la relazione tra  $\omega$  e  $k$ , solo nella regione per  $\omega > \omega_{pe}$  vi è propagazione.

Caso interessante, invece, è in presenza di collisioni in cui l'onda elettromagnetica cede parte dell'energia al plasma sotto forma di calore. Per cui, alle alte frequenze il comportamento del plasma è analogo a un dielettrico con perdite.

A dimostrazione di quanto appena detto, riguardo il trasferimento di energia, basta determinare la densità superficiale media di potenza, rappresentato dal vettore di Poynting ( $\vec{S}$ ), trasportata dall'onda trasversale:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \text{Re}\{\vec{E} \times \vec{H}_1^*\} \quad (1.31)$$

sapendo che  $H_1 = \frac{B_1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0\omega}(k \times \vec{E})$  e utilizzando l'eq. (1.30), si ottiene:

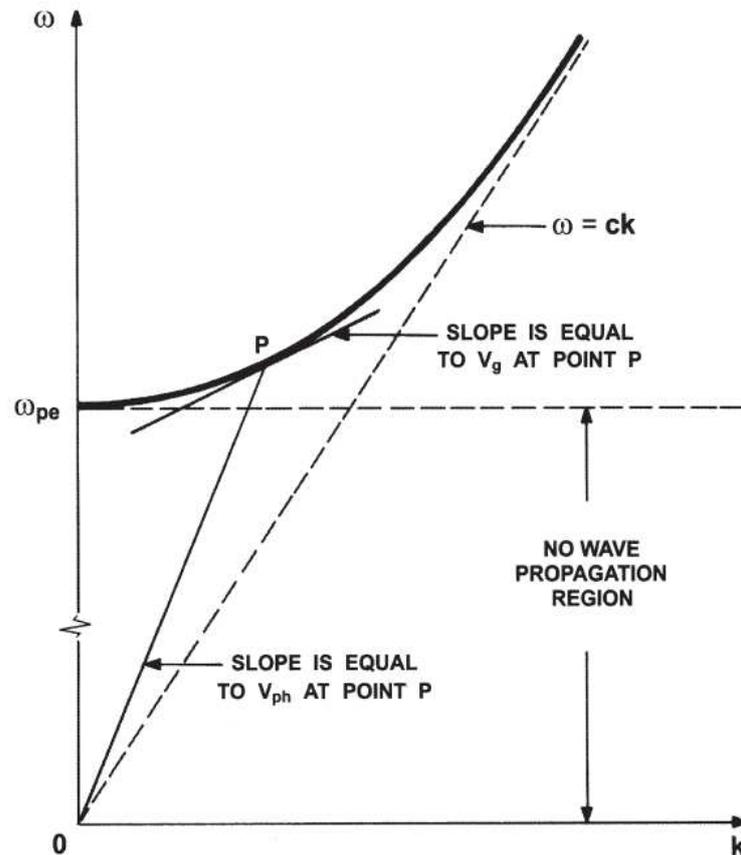
$$\vec{S} = \frac{1}{2\mu_0\omega} \text{Re}\{k^* E(r,t) E^*(r,t)\}\vec{u} = \frac{E^2}{2\mu_0\omega} \text{Re}\{k^* e^{j(k-k^*)z}\} \quad (1.32)$$

da cui si possono distinguere i due casi:

1.  $\omega < \omega_{pe}$ :  $\vec{S} = 0$  ;
2.  $\omega > \omega_{pe}$ :  $\vec{S} = \vec{u} \left(\frac{1}{2}\epsilon_0 E^2\right) v_g$ ;

con  $v_g = \frac{c^2 k}{\omega}$ .

I risultati appena ottenuti, in accordo con la figura 1.2, sostengono ciò che è stato anticipato circa la dipendenza tra la frequenza dell'onda elettromagnetica e il trasporto di energia all'interno del plasma.



**Figura 1.2:** Grafico relazione di dispersione dell'onda trasversale in un plasma freddo e isotropico.

In via generale, il fenomeno di collisione svolge un ruolo cruciale sia nella produzione del plasma sia nella propagazione dell'onda elettromagnetica all'interno di esso. Infatti, come precedentemente discusso, questo fenomeno, ovvero l'interazione onda - particella, comporta una trasmissione di energia al plasma favorendone, così, la ionizzazione e il riscaldamento fondamentali per garantire un corretto funzionamento dei propulsori ambipolari (sia *Helicon* sia *ECR*).

Ulteriore aspetto importante, discusso nel paragrafo successivo, riguarda la propagazione di diverse tipologie di onde elettromagnetiche le cui frequenze d'onda dipendono da quelle ciclotroniche degli elettroni e degli ioni nel plasma.

## 1.4 Onde in un plasma freddo

Al fine di comprendere il principio di funzionamento dei due propulsori *Helicon* e *ECR*, è necessario introdurre e analizzare le tre tipologie di onde in grado di propagarsi all'interno di un plasma freddo (si trascurano quella a bassa frequenza): onde Helicon e ciclotroniche elettroniche. Questo permetterà, poi, di caratterizzare le antenne adoperate nei sistemi EP.

Per fare ciò, si considerano le relazioni di dispersione di un'onda elettromagnetica (Eq. 1.33 e 1.34) all'interno di plasma freddo, infinito e immerso in un campo magnetico statico  $B_0$  con sfasamento  $\theta$ , tra  $\vec{B}_0$  e  $\vec{k}$ , nullo ( $\theta = 0$ ) [5].

$$n_D^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega_{ce}}\right)}{\omega \omega_{ce} \left(1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{ce}} - \frac{\omega_{ci}}{\omega_{ce}}\right)} \quad (1.33)$$

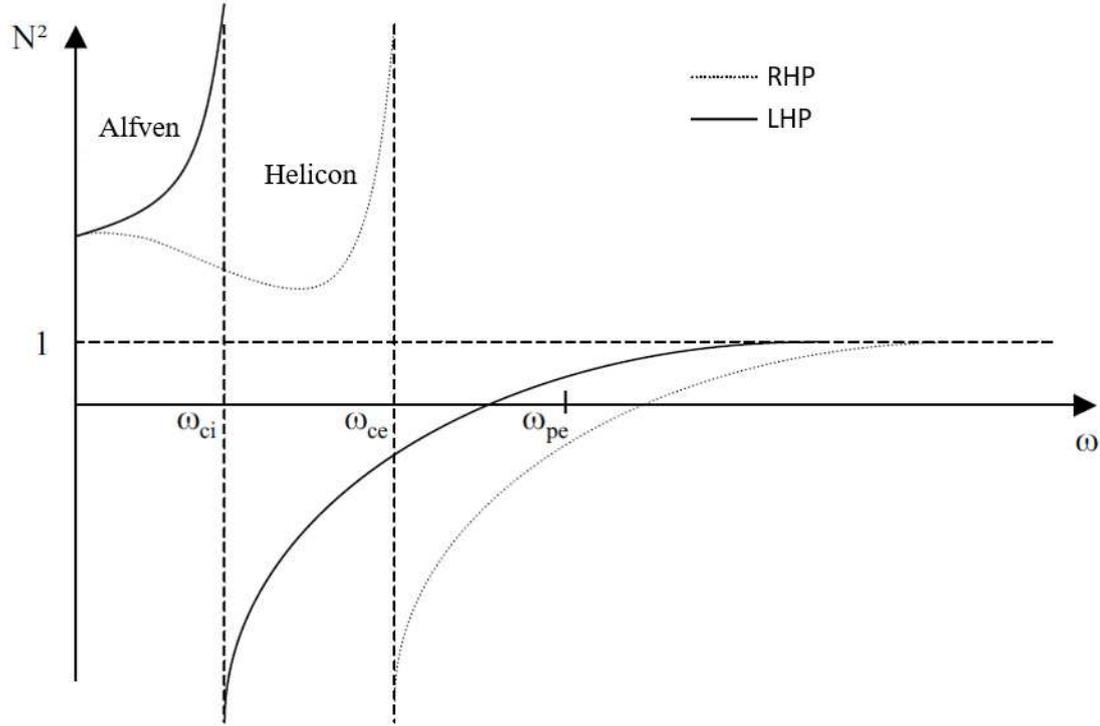
$$n_S^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega_{ce}}\right)}{\omega \omega_{ce} \left(1 - \frac{\omega_{ci}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{ce}} - \frac{\omega_{ci}}{\omega_{ce}}\right)} \quad (1.34)$$

dove  $n$  rappresenta l'indice di rifrazione del plasma,  $\omega_{pe}$  la frequenza elettronica del plasma,  $\omega_{ce}$  la frequenza ciclotronica degli elettroni e  $\omega_{ci}$  la frequenza ciclotronica degli ioni [5].

Inoltre, la dipendenza dalla frequenza, viene messa in evidenza in figura 1.3, dove si possono osservare per quali pulsazioni avviene la propagazione di una delle tre onde.

In particolare, dalla figura 1.3, si possono distinguere tre regioni differenti: (i) per  $n^2 < 0$  dove solo onde evanescenti sono presenti (nessuna propagazione), (ii) in corrispondenza di  $n^2 = 0$  si osserva la frequenza di taglio e (iii) per  $n^2 \rightarrow \infty$  si ha la regione di risonanza. Inoltre, il campo elettrico per l'onda LHP (Left-Hand Polarized) ruota nella stessa direzione degli ioni attorno al campo magnetico, per cui ne corrisponde una risonanza per  $\omega_{ci}$ . Analogamente, per l'onda RHP (Right-Hand Polarized) che ruota attorno al campo magnetico nella stessa direzione, questa volta, degli elettroni, corrisponde una frequenza di risonanza pari a  $\omega_{ce}$ . Ne consegue che, sempre in riferimento alla figura 1.3, le onde risultano evanescenti in corrispondenza delle rispettive pulsazioni di risonanza ( $\omega_{ci}$  e  $\omega_{ce}$ ), mentre tornano a propagarsi per  $\omega \rightarrow \infty$  poiché  $n^2 \rightarrow 1$  e  $v_f \rightarrow c$ .

Lo studio delle tre tipologie di onde, si limita quindi alla regione per  $\omega < \omega_{ce}$ . Considerando, inoltre,  $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ ,  $\omega_{ci} \ll \omega_{ce}$  e  $\omega \ll \omega_{pe}$ , per cui si trascura il



**Figura 1.3:** Grafico relazione di dispersione onde RHP (Right-Hand Polarized) e LHP (Left-Hand Polarized) per  $\omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ .

termine  $\frac{\omega_{ci}}{\omega_{ce}}$  nella relazione (1.33), si ottiene:

$$n_D^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce} \left(1 + \frac{\omega_{ci}}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right)} \quad (1.35)$$

Da questa espressione, è ora possibile identificare le tre tipologie di onde in grado di propagarsi in un plasma freddo.

### 1.4.1 Onde Ciclotroniche Elettroniche

Per questo tipo di onde, come deducibile già dal nome, si lavora con frequenze prossime a quella ciclotronica degli elettroni ( $\omega_{ce}$  in Fig.1.3) per cui, in questo caso, il termine da trascurare nella relazione di dispersione (1.35) è  $\frac{\omega_{ci}}{\omega}$ :

$$n^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ce} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ce}}\right)} \quad (1.36)$$

Si osserva che,  $n^2$  è minimo per  $\omega = \frac{\omega_{ce}}{2}$  in corrispondenza della velocità massima di fase dell'onda. Nello specifico, le onde ciclotroniche elettroniche si verificano per  $\omega > \frac{\omega_{ce}}{2}$  e vengono particolarmente utilizzate nei propulsori di tipo

ECR. Inoltre, la frequenza di eccitazione è tipicamente  $2.45GHz$  (microonde) in corrispondenza della quale è necessario un campo magnetico statico esterno pari a  $875Gauss$  necessario per la risonanza ( $\omega = \omega_{ce}$ ) [6].

### 1.4.2 Onde Helicon

Le onde *Helicon* sono caratterizzate da una frequenza relativamente bassa ( $\omega < \frac{\omega_{ce}}{2}$ ) limitata da quella di risonanza degli elettroni ( $\omega_{ce}$ ). Tale frequenza (e.g.  $10MHz$ ) è sufficientemente alta da rendere gli ioni insensibili al campo elettrico e sufficientemente bassa da trascurare l'inerzia degli elettroni. Da ciò ne deriva la condizione di propagazione delle onde *Helicon*:

$$\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce} \ll \omega_{pe} \quad (1.37)$$

La corrispondente relazione di dispersione risulta essere:

$$n^2 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega\omega_{ce}} \quad (1.38)$$

La propagazione delle onde Helicon avviene nella stessa direzione di un campo magnetostatico esterno ( $B_0$ ) applicato. Esse, inoltre, sono caratterizzate da una buona efficienza nel trasferire energia agli elettroni anche nel caso di bassa frequenza di collisioni tra particelle.

Infine, è bene notare che, se si volesse intraprendere un'analisi più approfondita nel caso di plasmi limitati, come nel caso di un propulsore ambipolare di tipo *Helicon* in cui il plasma è confinato all'interno di un tubo dielettrico (tipicamente di quarzo), sarebbe necessario estendere la teoria, fin'ora discussa, considerando nuove condizioni al contorno che prevedono la propagazione sia di onde parallele al campo  $B_0$  sia quelle fuori asse (quindi per  $\theta \neq 0$ , ciò comporterebbe anche una variazione nella relazione di dispersione, [5] [6]).

Partendo, quindi, dall'analisi della propagazione delle diverse onde all'interno di un plasma freddo è possibile procedere analizzando la tipologia di antenne utilizzabili per la generazione di onde elettromagnetiche a determinate frequenze, indispensabili per la produzione di plasma nei propulsori ambipolari (HPT ed ECR).



## Capitolo 2

# Antenne a Radiofrequenza

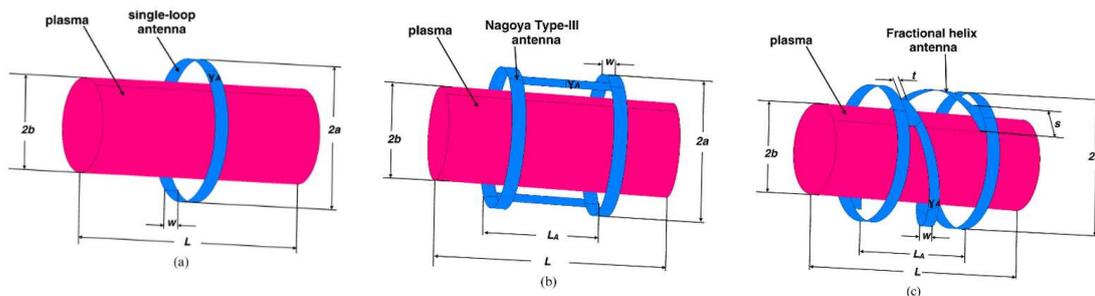
Dal capitolo precedente, si evince il ruolo cruciale delle antenne nelle sorgenti al plasma per la produzione di onde elettromagnetiche in grado di propagarsi all'interno di questo particolare mezzo. Infatti, a seconda della tipologia di sorgente utilizzata, quindi a seconda del tipo di propulsore analizzato (HPT o ECR), diversi sistemi e tipologie di antenne (mostrate in Fig.2.1) possono essere adoperate.

Da un punto di vista progettuale, la scelta più adeguata riguardo il tipo di sorgente al plasma, quindi dell' antenna, per la realizzazione di un propulsore ambipolare, dipende da diversi fattori che spesso portano a un trade-off influenzato dall'applicazione finale del dispositivo. Questo per dire che, sia nei sistemi Helicon sia in quelli ECR può essere implementata lo stesso tipo di antenna (e.g. *Nagoya tipo-III*, figura 2.1b) ma, ovviamente, in condizioni diverse e con diverse prestazioni.

Infatti, le principali differenze tra questi due tipi di sorgenti riguardano: (i) la frequenza dell'antenna e (ii) l'intensità di campo magnetico statico esterno. Nello specifico, per le Helicon, la frequenza di lavoro dell'antenna è degli ordini delle decine di  $MHz$  e richiede un campo magnetico esterno relativamente basso (e.g. 50 Gauss) per favorire la propagazione delle onde Helicon nel plasma, mentre, gli ECR richiedono una frequenza di circa  $2.45GHz$  (ovvero delle microonde) e campo magnetico statico più elevato (e.g. 850 Gauss o superiore) necessario per la risonanza ciclotronica elettronica.

Tra le sorgenti al plasma più diffuse, quelle *Helicon* risultano essere le più prolifiche poiché in grado di trasmettere efficientemente potenza elettromagnetica e quindi generare plasmi densi. In particolare, la densità del plasma prodotto può raggiungere facilmente ordini di  $10^{19}m^{-3}$  utilizzando semplicemente campi

magnetostatici e un sistema di antenne a radiofrequenza (RF) a seconda del modo azimutale che si desidera eccitare. Ad esempio, *single-loop* antenna (Fig.2.1a), *Nagoya tipo-III* (Fig.2.1b) o antenna a elica frazionata (*Fractional Helix Antenna*, Fig.2.1c) [4] possono eccitare modi differenti.



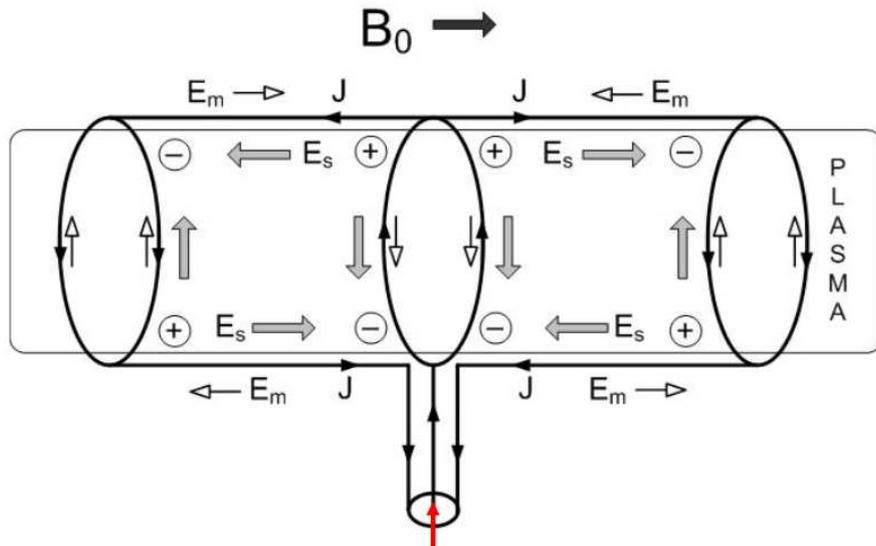
**Figura 2.1:** Tre Tipologie di antenne RF utilizzate per la produzione di plasma.

Nei successivi capitoli vengono trattati più nel dettaglio il funzionamento dell'antenna: (i) *Nagoya tipo-III* largamente utilizzata per la produzione e il mantenimento di plasmi ad alta densità per via della sua capacità di generare onde RF ad alta frequenza e di accoppiarsi efficacemente al campo magnetico esterno e (ii) l'antenna a guida d'onda utilizzata nei propulsori ECR.

## 2.1 Antenna Nagoya Tipo-III

Questo tipo di antenna (mostrata in figura 2.2) risulta essere molto efficiente per la trasmissione di energia al plasma. In generale, a renderla così efficienti, sono gli elementi di corrente ( $J$ ), paralleli al campo magnetostatico ( $B_0$ ), in grado di generare ulteriori campi elettrostatici che vanno ad accelerare le cariche libere, comportandone, così, un trasferimento di energia al plasma necessario per la sua ionizzazione e per il suo mantenimento [7].

In riferimento alla figura 2.2, l'elemento di corrente ( $J$ ) entra nel filo di mezzo (evidenziato di rosso), raggiunge l'estremità dell'anello centrale in cui si divide a metà, e arriva nella parte superiore dove si ripartisce nuovamente a destra e a sinistra. Infine, l'elemento di corrente completa il suo percorso tramite i due anelli posti alle estremità che permettono di ricongiungere i due rami dell'antenna.



**Figura 2.2:** Schema di un'antenna Nagoya tipo-III a intera lunghezza d'onda.

Per comprenderne meglio il funzionamento si possono individuare due principali aspetti di seguito riportati:

- **Forza di Lorenz:** l'antenna induce una corrente  $J$  in direzione azimutale all'interno del plasma che, interagendo con il campo magnetico statico esterno  $B_0$  secondo la legge di Lorenz, favorisce l'accelerazione delle cariche;
- **Campo Elettrostatico ( $E_s$ ):** di fatto vi è una corrente variabile nel tempo che circola attorno al plasma. L'aumento dell'intensità di corrente genera un campo elettromagnetico, da cui ne segue la formazione di un campo elettrostatico  $E_m$  (come indicato in figura 2.2) il quale tende a confinare le cariche, negative verso gli anelli esterni e positive verso l'anello centrale nella parte superiore dell'antenna (viceversa in quella inferiore). Con l'aumentare della corrente si osserva, quindi, un accumulo di carica sia ai lati sia al centro dell'antenna. Poiché confinate, le cariche vengono dette "cariche spaziali" (indicate rispettivamente dai cerchietti + e - in figura 2.2) e, anche in questo caso, si instaura un ulteriore campo elettrostatico  $E_s$  trasversale e perpendicolare al campo  $B_0$ .

Il campo  $E_s$  svolge un ruolo cruciale poiché, trasversalmente si oppone al campo  $E_m$  per cui rallenta, fino a fermare, il flusso di elettroni, mentre, longitudinalmente, amplifica il campo generato dall'antenna ( $E_m$ ). Per questo motivo, più lunga è l'antenna maggiore dovrà essere la carica spaziale per annullare, trasversalmente, il campo  $E_m$ .

La combinazione di questi due fenomeni permette la propagazione di un'onda elettromagnetica a radiofrequenza (RF). Nello specifico, se viene rispettata la condizione (1.37), l'onda generata dall'antenna favorisce l'eccitazione dell'onda *Helicon* all'interno del plasma. Ciò permette di riscaldare e mantenere il plasma ad alta densità garantendo un efficiente trasferimento di energia. Per questo motivo, sperimentalmente, è preferibile utilizzare l'antenna *Nagoya tipo III* nelle sorgenti *Helicon*.

Inoltre, l'efficienza dell'amplificazione del campo RF è rappresentata dal fattore di amplificazione. Esso dipende dalla geometria dell'antenna e, in prima approssimazione, dalle proprietà dell'onda generata e vale approssimativamente  $\frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2}$  dove i due  $k$  corrispondono ai numeri dell'onda generata.

Per cui, è bene sottolineare l'importanza della geometria dell'antenna per una corretta progettazione della sorgente al plasma, quindi per un efficiente sistema di propulsione.

Infatti, nei processi di produzione, riscaldamento e mantenimento del plasma, diverse geometrie possono essere sviluppate e adoperate per un migliore accoppiamento tra le onde elettromagnetiche e il plasma. Ad esempio, è stato osservato sperimentalmente che strutture elicoidali (dette "Helical antenna") e antenne elicoidali destrorse (right-helical antenna), con modo azimutale  $m = +1$ , tendono a generare densità di plasma particolarmente elevate [7]. In particolare, considerando le onde *Helicon*, esse sono in grado di propagarsi all'interno del plasma favorendo la formazione di regioni ad alta densità a valle rispetto alla sorgente. Questo, nel caso dei propulsori HPT, permette la formazione di plasma denso anche nella regione dell'ugello magnetico, influenzando, così, la spinta impartita.

Nel caso della *Nagoya tipo-III* rappresentata in figura (2.2) sono presenti entrambi i modi azimutali, sia  $m = +1$  sia  $m = -1$ , sebbene, sperimentalmente, si è osservato che solo quelle di modo azimutale  $m = +1$  risultano essere le più efficienti. Per questo motivo, spesso, con *Nagoya tipo-III* si sott'intende solo una metà dell'antenna completa come quella mostrata in figura (2.1b) che corrisponde, per l'appunto, al solo modo azimutale  $m = +1$  [7].

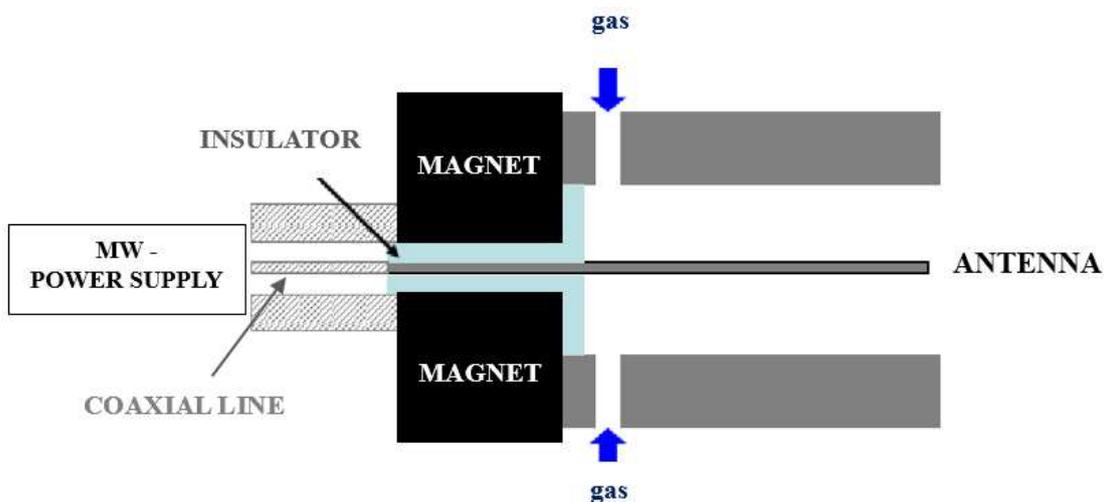
## 2.2 Antenna a guida d'onda

I propulsori ECR sfruttano il principio della risonanza ciclotronica degli elettroni per generare e riscaldare il plasma. È quindi necessario progettare antenne che lavorino nelle frequenze delle microonde, tipicamente  $2.45GHz$ , affinché venga

rispettata la condizione di risonanza ( $\omega = \omega_{ce}$ ), garantendo, così, un efficiente trasferimento di energia.

A tale scopo, vengono adoperate antenne aventi geometrie relativamente semplici e in grado di generare e iniettare microonde all'interno del plasma.

In figura 2.3 viene riportato lo schema di un generico propulsore ECR in cui viene messo in evidenza la sorgente di microonde ("MW - Power Supply"), posto a monte del propulsore, a cui viene connessa una guida coassiale che si estende fino a garantire un contatto con il plasma. Per la precisione, tra l'antenna a guida coassiale e il plasma non vi è un contatto diretto, poiché l'antenna viene rivestita opportunamente con un materiale dielettrico ("Insulator" in figura).



**Figura 2.3:** Schema di un propulsore ECR. In evidenza la sorgente di microonde ("MW") e la guida coassiale.

Quindi, come si evince dalla figura, l'antenna utilizzata negli ECR ha una struttura tipicamente a sezione rettangolare o circolare e viene rappresentata da una guida coassiale rivestita che, partendo dalla sorgente di microonde (in genere un magnetron), giunge alla camera di scarica del propulsore e consente la produzione e il mantenimento del plasma. Per questo motivo l'antenna gioca un ruolo cruciale nel funzionamento del propulsore, influenzandone direttamente l'efficienza e le prestazioni.



## Capitolo 3

# Propulsori Ambipolari

Gli *EP System* rappresentano la nuova frontiera per la propulsione spaziale. A renderli interessanti è, principalmente, l'alto impulso specifico, necessario per l'attuazione di generiche manovre orbitali, che permette una drastica diminuzione della massa del propellente, il quale si traduce in un aumento del carico utile disponibile e in una riduzione dei costi di lancio rispetto ai classici razzi chimici. Questo, giustifica la crescente produzione e la continua innovazione di nuove tecnologie satellitari basati sui propulsori elettrici da parte dei più importanti produttori (tra cui: Boeing, Airbus Defence and Space, Thales)[8].

Attualmente vi sono 3 categorie di propulsori elettrici. Le tecnologie più mature, basate su propulsori elettrostatici a effetto Hall o con griglia ionica, presentano diverse limitazioni dovute al loro principio di funzionamento. Ad esempio la presenza di numerose componenti soggette a erosione, come le griglie o catodi ed elettrodi necessari per l'accelerazione elettrostatica degli ioni, incide significativamente sulla longevità e sull'affidabilità del sistema di propulsione e quindi del satellite.

D'altra parte, i propulsori elettromagnetici di tipo ambipolare senza catodi ed elettrodi, che sfruttano il plasma per generare spinta, rappresentano una promettente tecnologia in ambito spaziale. Essi, infatti, offrono diversi vantaggi, tra cui:

- *Longevità e affidabilità* dovute alla riduzione di componenti fragili e soggetti a erosione come, ad esempio, catodi/anodi o griglie (tipicamente necessari nei concorrenti sistemi EP);
- *La quasi neutralità del plasma* permette di ridurre sia la complessità sia i costi di realizzazione poiché non è necessario alcun tipo di sistema neutraliz-

zante (e.g. catodo neutralizzante esterno per il mantenimento dell'equilibrio delle cariche una volta fuoriuscite dalla cavità);

- *Versatilità del propellente.* I propulsori ambipolari non richiedono l'utilizzo di gas nobili ad alta purezza (e.g. Xenon), anzi, si possono adoperare una vasta gamma di propellenti, inclusi gas molecolari come  $CO_2$ ,  $O_2$  e  $H_2O$ . Ciò offre un significativo risparmio sui costi e una maggiore flessibilità nella scelta del propellente. Inoltre, l'acqua è considerata una valida alternativa poiché comporta un limitato impatto ambientale e una maggiore sicurezza (e.g. non infiammabile).

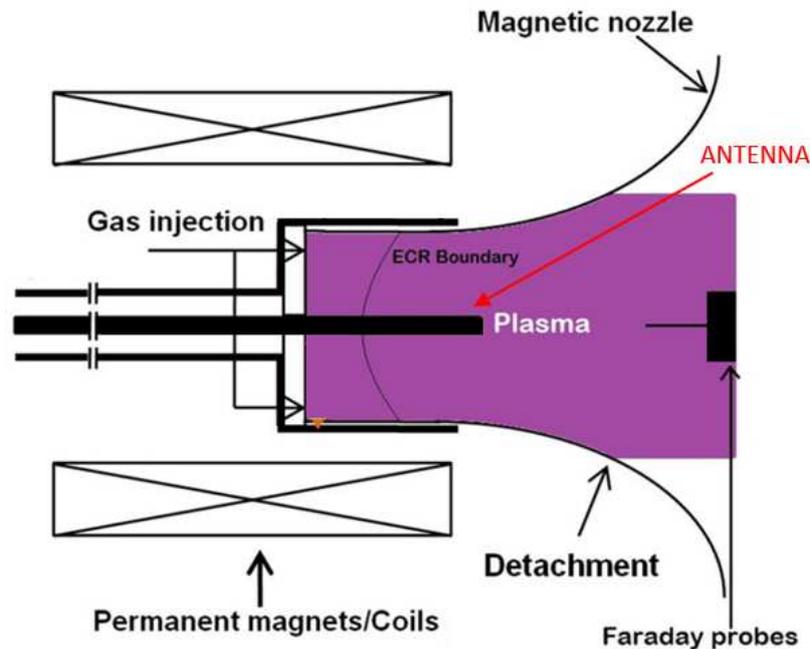
Rispetto alla concorrenza, i vantaggi dei propulsori ambipolari si possono quindi riassumere in: elevata efficienza, durabilità e versatilità [8] [2].

Come già noto, vi sono due principali categorie di propulsori ambipolari: HPT (*Helicon Plasma Thruster*) ed ECR (*Electron Cyclotron Resonance*). Ciò che li accomuna è, il loro principio di funzionamento basato sull'eccitazione del plasma tramite onde a radio frequenza. Per cui, in tali sistemi vengono implementati: un'antenna RF e dei magneti permanenti (spesso bobine) per la formazione del campo magnetostatico. A differire è, invece, il meccanismo di trasferimento dell'energia al plasma. Infatti, le sorgenti HPT producono plasma ad alta densità, utilizzando frequenze nella gamma dei  $MHz$ , e l'assorbimento di potenza avviene tramite l'accoppiamento induttivo dell'antenna con le onde Helicon di risonanza all'interno del plasma. Mentre, un campo a microonde nella gamma dei  $GHz$  viene adoperato per riscaldare gli elettroni mediante l'assorbimento risonante per la generazione di plasma nelle sorgenti ECR [8].

Nei successivi paragrafi vengono, quindi, trattati nel dettaglio i due tipici propulsori ambipolari, HPT ed ECR.

### 3.1 Propulsori ECR

Un tipico propulsore ECR, mostrato in figura 3.1, è costituito da: (i) due cilindri connessi da una linea di trasmissione coassiale a microonde (di fatto l'antenna mostrata in figura) isolata con materiale dielettrico per evitarne il contatto diretto con il plasma e (ii) due magneti permanenti (o bobine) per la produzione del campo magnetostatico esterno. Mentre, il propellente, in stato gassoso (e.g. Argon o Xenon), viene iniettato nel propulsore attraverso una serie di piccoli fori nella parte posteriore (indicato come "*Gas Injection*" in figura 3.1) [8].



**Figura 3.1:** Schema di un tipico propulsore ECR.

Nello specifico, il principio di funzionamento del propulsore ECR si basa sul fenomeno della risonanza ciclotronica elettronica, tramite il quale si osserva un assorbimento di potenza. Questo processo avviene, infatti, quando il campo elettromagnetico a microonde (alla pulsazione  $\omega$ ) coincide con la pulsazione ciclotronica degli elettroni ( $\omega_{ce}$ ) in presenza di campo magnetostatico esterno.

Quindi, per  $\omega = \omega_{ce}$ , il campo elettrico a microonde ruota alla stessa velocità degli elettroni, consentendo, così, un continuo riscaldamento degli elettroni da parte della componente con polarizzazione destrorsa dell'onda elettromagnetica [8].

Infine, il processo di funzionamento del propulsore può essere suddiviso in tre fasi principali:

1. Produzione;
2. Espansione;
3. Espulsione;

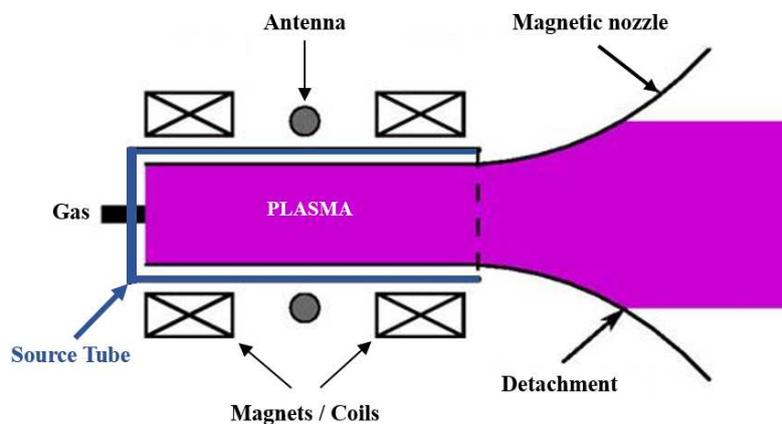
La prima fase, prevede la generazione del plasma iniettando e ionizzando un gas neutro. Con adeguata potenza in ingresso è possibile, infatti, ottenere un plasma ad alta densità. Successivamente, i due magneti permanenti producono un campo divergente, detto anche ugello magnetico ("Magnetic nozzle" in figura

3.1), nel quale il plasma può espandersi. A questo punto, subentra la seconda fase, l'espansione, per la quale il plasma inizia a espandersi nell'ugello magnetico producendo, in tale modo, un campo elettrico ambipolare che accelera le cariche. Durante questo processo, un numero sufficiente di elettroni ad alta energia sfugge alla barriera di potenziale, permettendo al plasma di mantenere la sua proprietà di quasi neutralità. In altre parole, gli ioni essendo più pesanti degli elettroni vengono direttamente accelerati dal campo ambipolare verso l'uscita dell'ugello, mentre gli elettroni, se non hanno sufficiente energia, tendono a rimanere all'interno del plasma, in caso contrario alcuni di essi sfuggono alla barriera di potenziale e, ricombinandosi con gli ioni, garantiscono la quasi neutralità.

Infine, nella fase di espulsione, il plasma continua nella sua espansione all'interno dell'ugello magnetico finché non avviene l'effettivo distacco da cui ne segue la produzione di una forza di spinta necessaria per il movimento del satellite.

## 3.2 Propulsori Helicon

In generale, in riferimento alla figura, i propulsori al plasma di tipo Helicon (HPT) sono costituiti da: (i) un tubo di sorgente ("Source Tube") tipicamente di materiale dielettrico, al cui interno viene iniettato il gas da ionizzare, (ii) magneti permanenti posti all'esterno del tubo sorgente per la generazione del campo magnetostatico ( $B_0$ ) e per la formazione dell'ugello magnetico ("Magnetic nozzle") e (iii) l'antenna che, esternamente, circonda il tubo sorgente e favorisce la propagazione delle onde *Helicon* per la formazione del plasma ad alta densità.



**Figura 3.2:** Schema di un tipico propulsore HPT (*Helicon Plasma Thruster*).

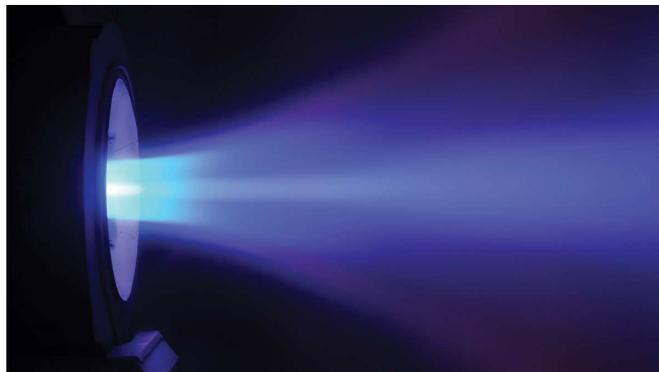
Come per il propulsore ECR, anche in questo caso, si possono identificare le medesime fasi di funzionamento:

1. Produzione;
2. Espansione;
3. Espulsione;

Nella prima fase, il gas neutro viene iniettato all'interno del tubo sorgente tramite un apposito foro e viene, poi, ionizzato tramite l'antenna RF (e.g. una *Nagoya di tipo III* come discusso nel capitolo precedente) fino a ottenere del plasma denso confinato nel tubo sorgente grazie alla presenza dei magneti permanenti esterni. Una volta prodotto il plasma, vi è la seconda fase in cui esso tenderà a espandersi uscendo dal tubo sorgente guidato dall'ugello magnetico prodotto dai magneti permanenti esterni (nello specifico i due magneti, rappresentati in figura 3.2, posti all'estremità destra del tubo sorgente).

Infine, il plasma tenderà a espandersi all'interno dell'ugello magnetico fino all'effettivo distacco ("Detachment" in figura 3.2), quindi all'espulsione del plasma, il quale produrrà una forza di spinta. Inoltre, si osserva che, anche in questo caso, il plasma espulso è privo di corrente netta, per la quale il flusso degli ioni eguaglia quello degli elettroni, di conseguenza la quasi neutralità del plasma è ancora garantita [9].

In figura 3.3 viene mostrato un propulsore HPT, ancora in via di sviluppo da parte dell' Institute for Space Systems [10], da cui si possono osservare le principali caratteristiche. Infatti, risulta evidente l'ugello magnetico, quindi la divergenza del campo magnetostatico che fa divergere il plasma, e, cosa ancora più interessante, si osserva una densità di plasma maggiore nella parte centrale (evidente dal colorito più acceso).



**Figura 3.3:** Propulsore HPT sviluppato dall'Institute for Space Systems [10].



# Conclusioni

In questa tesi è stato esplorato in dettaglio il ruolo cruciale delle antenne nei due propulsori ambipolari, ECR e HPT. Per fare ciò è risultato indispensabile partire dalla caratterizzazione del plasma da cui è stato possibile comprendere come e quali onde elettromagnetiche sono in grado di propagarsi all'interno di questo particolare mezzo, arrivando, infine, a discutere delle tipologie di antenne principalmente adoperate e sul funzionamento complessivo dei due propulsori. Tutto ciò, al fine di raggiungere l'obiettivo di questa tesi: analizzare e comprendere le possibili applicazioni di antenne a radiofrequenza nei propulsori elettrici in ambito spaziale.

In sintesi, è stato osservato che le antenne utilizzate nei propulsori ECR e HPT si basano su distinti meccanismi di propagazione delle onde: nel primo caso il meccanismo si basa sulla frequenza ciclotronica degli elettroni, mentre, nel secondo (HPT), ci si affida alla propagazione delle onde *Helicon* all'interno del plasma. Da questa distinzione ne deriva la trattazione di diverse tipologie di antenne, con differenti geometrie, al fine di garantire un trasferimento efficace di energia al plasma e, quindi, garantire una buona efficienza al sistema di propulsione.

Infatti, in diversi esperimenti condotti in laboratorio [5], l'antenna Nagoya tipo III utilizzata nelle sorgenti Helicon, si è dimostrata particolarmente efficace nella produzione di plasma ad alta densità. D'altra parte, nelle sorgenti ECR, vengono adoperate antenne a geometria molto semplice, ad esempio l'antenna a guida d'onda. Questo semplifica notevolmente il sistema di propulsione, in cui semplici magneti permanenti e un'antenna di facile implementazione, grazie alla sua geometria, permettono di ottenere una sorgente di plasma relativamente efficiente.

Da queste ultime implicazioni ne risulta evidente la necessità di comprendere come ottimizzare le antenne per massimizzare la trasmissione di energia per il miglioramento della produzione di plasma. La diretta conseguenza di ciò, è la

produzione di propulsori più efficienti e duraturi, con potenziali applicazioni in missioni più ambiziose e prolungate.

Tuttavia, lo sviluppo di queste tecnologie è ancora agli albori. La complessità delle interazioni tra onde elettromagnetiche e particelle del plasma, insieme alle variazioni nei campi magnetici applicati, rappresentano, ancora oggi, un limite notevole per una completa comprensione dei fenomeni fisici alla base. Ulteriori studi al riguardo porterebbero a ottimizzazioni del design delle antenne con un conseguente aumento dell'efficienza della sorgente di plasma e quindi dei sistemi propulsivi. Esperimenti futuri potrebbero beneficiare di tecniche e/o software di simulazione più avanzati, in grado di stimare con maggiore precisione i comportamenti e le molteplici interazioni delle onde elettromagnetiche con il plasma.

In conclusione, con la presente tesi, si è cercato approfondire e discernere circa le applicazioni e l'importanza delle antenne nei propulsori elettrici in ambito spaziale, gettando le basi per una comprensione ancora più profonda e avanzata di questi sistemi.

# Bibliografia

- [1] Stéphane Mazouffre. «Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches». In: *Plasma Sources Science and Technology* 25.3 (2016), p. 033002 (cit. a p. 1).
- [2] Marco Manente e Mirko Magarotto. «Electric propulsion systems». In: *Next Generation CubeSats and SmallSats*. Elsevier, 2023, pp. 485–517 (cit. alle pp. 1, 24).
- [3] José A Bittencourt. *Fundamentals of plasma physics*. Springer Science & Business Media, 2013 (cit. alle pp. 4, 6, 7).
- [4] Davide Melazzi e V Lancellotti. «A comparative study of radiofrequency antennas for Helicon plasma sources». In: *Plasma Sources Science and Technology* 24.2 (2015), p. 025024 (cit. alle pp. 5, 18).
- [5] R.W. Boswell e F.F. Chen. «Helicons-the early years». In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 25.6 (1997), pp. 1229–1244. DOI: 10.1109/27.650898 (cit. alle pp. 13, 15, 29).
- [6] Nicolas Plihon, Pascal Chabert e Jean-Luc Raimbault. «Helicon Double Layer Thruster Concept for High Power NEP Missions Final report». In: *ESA ID* (2006), pp. 04–3101 (cit. a p. 15).
- [7] Francis F. Chen. *Antenna Mechanisms and Electrostatic Fields in Helicon Discharges*. Rapp. tecn. Los Angeles, California 90095-1594: Low Temperature Plasma Technology Laboratory, Electrical Engineering Department, dic. 2012 (cit. alle pp. 18, 20).
- [8] F Cannat et al. «Optimization of a coaxial electron cyclotron resonance plasma thruster with an analytical model». In: *Physics of Plasmas* 22.5 (2015) (cit. alle pp. 23–25).
- [9] Trevor Lafleur. «Helicon plasma thruster discharge model». In: *Physics of Plasmas* 21.4 (2014) (cit. a p. 27).

- [10] James Szabo. *Electric propulsion research accelerates toward the future*. 2020 (cit. a p. 27).