

SKIP 350

1. Situazione oggettiva

L'esperienza pluriennale insegna che il traffico radio in banda 40m (7 MHz) ad esempio fra Bellinzona (Svizzera) e Ravenna (Italia) è sovente disturbato da variazioni statistiche del segnale.

Contrariamente al campo commerciale e militare, nell'ambiente radioamatoriale per regolamento privo d'interessi specifici, la questione viene liquidata imprecaando contro la mala sorte e sperando in tempi migliori. Modo poco scientifico d'affrontare un problema che non considera la sicurezza della comunicazioni. Tipico frutto di una miscela di lassismo, incuria e fatalismo.

Non condividendo questa soluzione rinunciataria, si è voluto dar fondo a una ricerca sistematica con obiettivi volti a capire il fenomeno e se possibile trovare una soluzione.

2. Obiettivi della ricerca

- Conoscere meglio la propagazione ionosferica
- Ricercare la causa dell'instabilità dei segnali
- Verificare l'esistenza o meno di un modo semplice e pratico di pianificazione delle comunicazioni

3. La ionosfera

3.1 Plasma ionosferico

La ionosfera è un plasma freddo influenzato dal campo magnetico terrestre, che si estende dagli 80 ai 500 km circa, in quattro strati (se si esclude lo strato $E_{\text{sporadico}}$) chiamati: D, E, F1 e F2 a circa 80, 100, 180 e 250 km. Dopo il tramonto gli strati F1 e F2 lentamente si fondono dando vita a un unico strato: lo strato F.

Un plasma è un gas i cui atomi neutri colpiti dalla radiazione ultravioletta, radiazione X e in generale dalle particelle ad alta energia provenienti dal sole, liberano elettroni (cariche negative), caricandosi elettricamente. In un plasma la carica elettrica positiva è identica a quella negativa. Ne consegue che i campi elettrici si elidono all'interno e all'esterno il plasma è elettricamente neutro. Gli atomi carichi elettricamente sono detti: **ioni positivi**. Gli elettroni: **elettroni liberi**. La quantità d'elettroni liberi per unità di volume: **densità elettronica**.

Il gas del plasma ionosferico (o ionosfera) è l'aria. Gli strati bassi sono composti da molecole d'aria ionizzate (N_2 e O_2) e i superiori da atomi ionizzati (N, O).

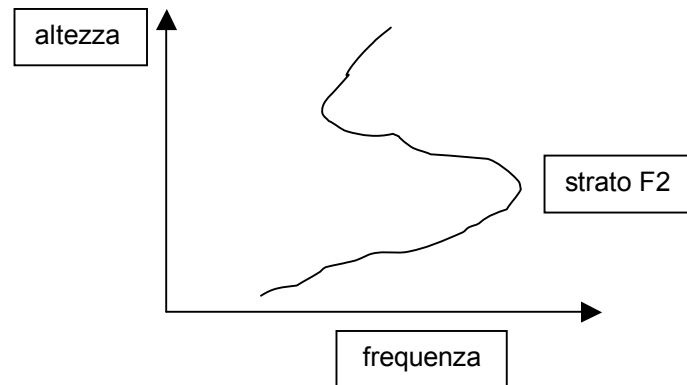
È bene ricordare che la densità dell'aria (quantità di aria per unità di volume) in funzione della quota dipende da due componenti: la forza di gravità che attrae l'aria verso la terra e che diminuisce con il quadrato dell'altezza. La spinta convettiva che spinge l'aria verso l'alto, che cresce con l'aumentare della temperatura e dipende dalla latitudine. L'azione combinata di queste componenti provoca variazioni stagionali della densità elettronica che influenzano la possibilità di radiocomunicazione alle varie frequenze e distanze. In estate, ad esempio durante i massimi solari, a parità d'altezza e orario si constata a certe frequenze un generale calo del potere riflettente della ionosfera rispetto all'inverno, che non si riscontra in tempi di minima attività solare.

Il processo di ionizzazione è un processo instabile per il fatto che atomi e molecole ionizzate hanno la tendenza a riassumere il proprio stato iniziale neutro, ricombinandosi. I satelliti attraversanti gli strati ionosferici ci hanno permesso di stabilire la vita media di un elettrone libero degli strati E ed F1 attorno ai 20 secondi e quella dello strato F2, da 1 a 20 minuti.

Si conclude che la densità elettronica in un dato punto della ionosfera sottoposto a una certa radiazione solare e in un dato momento, è la sintesi di due fenomeni contemporanei e antitetici: la ionizzazione e la ricombinazione.

Considerando che la riflessione ionosferica di un segnale radio a una data frequenza, irradiato perpendicolarmente verso la ionosfera è solo possibile se la densità elettronica raggiunge un certo valore di cui si dirà oltre, si convenne di rappresentare l'altezza dello strato riflettente in funzione della frequenza. Più raramente sfruttando la relazione fra frequenza e densità elettronica: in funzione della densità elettronica. La funzione è la risultante della composizione di due fenomeni contemporanei e antitetici: il calo della densità dell'aria e l'aumento della radiazione solare (visibile e invisibile), ambedue in funzione dell'altezza. La

representazione grafica è detta: **ionogramma**. Ha un' andamento goffo con piccoli rigonfiamenti all'altezza degli strati E ed F1 e un grosso rigonfiamento a " V orizzontale" all'altezza dello strato F2.



La forte presenza d'elettroni liberi all'interno degli strati supporterebbe una forte conduttività. L'ipotesi sarebbe accettabile se non si considerasse che aumentando la densità elettronica aumenta anche la probabilità di collisione fra elettroni liberi con conseguente riduzione della loro velocità di spostamento. Quindi della corrente di conduzione.

Un plasma freddo non sottoposto all'azione di un campo magnetico è assimilabile a un dielettrico (isolante) a bassa perdita, percorso da una **debole corrente di conduzione** e da una **forte corrente di spostamento**. Si ricorda che la densità della corrente di conduzione (corrente per unità di superficie, misurata in A/m^2) è proporzionale: alla densità elettronica, alla carica dell'elettrone e alla velocità di spostamento degli elettroni nel plasma. La densità della corrente di spostamento della ionosfera in assenza di campi magnetici, invece è proporzionale: alla costante dielettrica ϵ , alla frequenza del segnale e all'intensità del campo elettrico applicato \underline{E} .

(Attenzione: in mancanza della freccia in apice che distingue una grandezza vettoriale da una grandezza scalare, il vettore viene identificato sottolineando la grandezza. Esempio: vettore $V \Rightarrow \underline{V}$)

3.2 Onda ionosferica e indice di rifrazione

La teoria delle comunicazioni elettriche e radioelettriche insegna che la propagazione di un'onda elettromagnetica lungo il medio di trasmissione (filo o spazio) è retta dalla costante di propagazione:

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

Grandezza **complessa**, pari alla somma di un valore reale α : l'attenuazione per unità di lunghezza, in dB per unità di lunghezza, e un valore immaginario β : la costante di fase, in gradi per unità di lunghezza.

Si consideri ora un'onda elettromagnetica piana, polarizzata linearmente che attraversa un plasma freddo sottoposto solo all'influsso del campo elettrico interno. Ossia un'onda piana il cui vettore del campo elettrico \underline{E} (che per convenzione definisce la polarizzazione) si lasci scomporre in due componenti. L'una parallela e l'altra perpendicolare alla direzione di propagazione dell'onda.

Scrivendo l'equazione del campo elettromagnetico di Maxwell per \underline{E} e risolvendo nel senso della componente parallela alla direzione di propagazione si ottiene:

$$\underline{E}_{parallela} = 0$$

ossia nulla si propaga in questa direzione. Risolvendo invece nel senso della componente trasversale si ottiene per un plasma supposto ideale ($\alpha = 0$) una costante di propagazione:

$$[1] \quad \gamma = j\beta = j \omega(\epsilon \mu)^{1/2} [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2}$$

$$\omega = 2 \pi f$$

ω_p : pulsazione di plasma

f: frequenza di trasmissione

f_p : frequenza di plasma

e la pulsazione di plasma: ω_p :

$$[2] \quad \omega_p = [n e^2 / m \epsilon]^{1/2}$$

in cui n è il numero di elettroni, e la sua carica, m la sua massa e ϵ la costante dielettrica

In altre parole lungo la componente $\underline{E}_{\text{trasversale}}$ del campo elettrico nel plasma si propaga un'onda. La frequenza di plasma della ionosfera f_p , si aggira attorno a 10 MHz e dipende dall'andamento dei cicli solari undecennali. La rotazione di fase per unità di lunghezza:

$$[3] \quad \beta = \omega(\epsilon \mu)^{1/2} [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2}$$

è caratterizzata dal termine quadratico: $(\omega_p/\omega)^2$. Ne consegue che l'equazione β possiede due soluzioni reali. L'una $\beta = 0$ per ω uguale a ω_p , che significa l'esistenza di un'onda che "marcia" sul posto senza propagarsi. L'altra $\beta > 0$ per $\omega > \omega_p$, che significa l'esistenza di un'onda che si propaga all'interno del plasma ionosferico subendo una rifrazione verso il basso con indice n_e funzione del termine quadratico: $(\omega_p/\omega)^2$. Essendo $\omega = 2\pi f$ si può semplificare il termine $(\omega_p/\omega)^2$ con il più pratico: $(f_p/f)^2$. Ne consegue la possibilità di definire l'indice di rifrazione in funzione della frequenza:

$$[4] \quad n_e = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2} = [1 - (f_p/f)^2]^{1/2}$$

n_e : indice di rifrazione del plasma

f_p : frequenza di plasma

f : frequenza di trasmissione dell'onda incidente nel plasma

Visto che la pulsazione di plasma ω_p è proporzionale alla densità elettronica: (ne^2) , ne consegue che in un plasma a densità elettronica calante all'aumentare dell'altezza, com'è il caso della ionosfera in cui la densità dell'aria è inversamente proporzionale all'altezza, l'indice n_e diventa una funzione inversa dell'altezza. Sapendo che $\omega_p = 2\pi f_p$ inserendo la [2] nella [4] e risolvendo in f_p si ottiene la [5]

$$[5] \quad f_p = \{n [e^2 / (4\pi^2 m \epsilon)]\}^{1/2}$$

il cui termine: $[e^2 / (4\pi^2 m \epsilon)]^{1/2}$, composto da costanti fisiche note, può essere facilmente calcolato e arrotondato, ottenendo:

$$[e^2 / (4\pi^2 m \epsilon)]^{1/2} = 9$$

risultato che permette di ridurre la definizione della frequenza di plasma f_p a una semplice formula:

$$[6] \quad f_p = 9 (n)^{1/2}$$

Sostituendo f_p nella formula dell'indice di rifrazione si ottiene:

$$[7] \quad n_e = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2} = \{1 - [81 (n/f^2)]\}^{1/2}$$

A questo punto è bene ricordare che l'indice di rifrazione è una grandezza fisica comune a tutti i fenomeni elettromagnetici e in particolare alla luce. Si pensi all'illusione ottica del bastone parzialmente immerso nell'acqua che sembra piegarsi. Il rapporto fra i due indici di rifrazione, nel caso del bastone: aria/acqua, è uguale al rapporto **inverso** del seno dell'angolo del raggio incidente in questo caso nell'aria, e il seno dell'angolo rifratto, in questo caso nell'acqua:

$$[8] \quad n_1 / n_2 = (\text{sen } \Phi_{n2} / \text{sen } \Phi_{n1})$$

Considerando che l'onda ionosferica è un fenomeno elettromagnetico, combinando la [7] con la [8] si ottiene la [9]. La famosa formula della rifrazione ionosferica che stabilisce la dipendenza dell'indice di rifrazione dell'onda elettromagnetico: n_e , in un dato punto della ionosfera in funzione della densità elettronica n , dalla frequenza di trasmissione f e dall'angolo d'incidenza dell'onda nella ionosfera Φ :

$$[9] \quad n_e = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2} = \{1 - [81 (n/f^2)]\}^{1/2} = \text{sen } \Phi$$

L'indice n_e è dunque uguale anche al seno dell'angolo d'incidenza dell'onda nel plasma: Φ . Questa semplice, ma importante relazione matematica, applicata alla ionosfera ha condotto alla cosiddetta: "**Teoria delle MUF**" (MUF = Maximum Usible Frequency). Un modo semplice di previsione della possibilità di collegamento radio, sovente e a giusta ragione contestato, ma molto utile nella previsione di collegamenti a corta e media distanza, com'è il nostro caso, e di cui si dirà nel capitolo dedicato alla propagazione ionosferica.

A questo punto bisogna porsi la domanda in che modo l'indice di rifrazione influenzi la traiettoria dell'onda penetrante nella ionosfera. Bisogna subito chiarire che la densità elettronica n aumenta salendo in quota per il fatto che avvicinandosi al sole, la radiazione solare aumenta più velocemente del calo della densità dell'aria. Ne consegue secondo la [9] un calo proporzionale dell'indice di rifrazione n_e , per cui l'onda sottoposta a tutta una serie di rifrazioni in cascata, s'incurverà fino ad appiattirsi a 90 gradi (orizzontale) in un punto con indice di rifrazione $n_e = 1 = \text{sen}(90^\circ)$, detto: **punto di riflessione totale**. Si supponga ora che da questo punto l'onda percorra orizzontalmente una distanza infinitamente piccola della lunghezza: dl (lunghezza pari al limite della differenza di lunghezza: Δl , tendente verso 0) lungo la quale l'indice di rifrazione n_e rimanga **costante e uguale a 1**. L'onda, dalla posizione orizzontale, subirà una nuova rifrazione verso il basso abbassandosi verso zone con indici di rifrazione inferiori a 1, che la piegheranno sempre più verso il basso, facendola alla fine uscire dallo ionosfera e tornare sulla terra simmetricamente all'asse passante nel punto di riflessione totale. L'altezza di riflessione totale è detta: "altezza di riflessione reale". L'altezza di riflessione su una supposta superficie speculare, situata a quota superiore è detta: "punto di riflessione virtuale".

Si riconsideri la formula [9] che definisce l'indice di rifrazione in funzione della pulsazione di di plasma ω_p oppure della frequenza di f_p :

$$n_e = \text{sen } \Phi = [1 - (\omega_p/\omega)^2]^{1/2}$$

Si vari la pulsazione ω del segnale fino a raggiungere il valore ω_p e di conseguenza il rapporto $(\omega_p/\omega) = 1$. Inserendo si ottiene:

$$[10] \quad n_e = \text{sen } \Phi = [1 - 1]^{1/2} = 0$$

oppure con la funzione inversa: [11] $\Phi = \text{arc sen}(0) = 0^\circ$

L'angolo d'incidenza Φ di zero gradi calcolato con la [11] non è altro che l'angolo d'incidenza perpendicolare alla ionosfera. In altre parole la radiazione verticale di un segnale dalla terra verso la ionosfera. Si definisce pertanto:

La frequenza di plasma f_p è la frequenza massima che un segnale irradiato verticalmente può assumere avendo la garanzia che verrà riflesso dalla ionosfera verso terra. Essa è detta anche frequenza limite o frequenza critica f_0 .

3.3 Anisotropia ionosferica

Fino ad ora si è considerato un plasma freddo sottoposto al solo influsso del campo elettrico, in cui il vettore dello spostamento elettrico \underline{D} è definito dalla relazione:

$$[1] \quad \underline{D} = \epsilon \underline{E}$$

prodotto fra uno scalare: la costante dielettrica ϵ e il vettore del campo elettrico: \underline{E} . Trattandosi di prodotto fra uno scalare e un vettore, i vettori \underline{D} e \underline{E} sono per definizione **paralleli**. Un medio che soddisfa questa condizione viene definito elettricamente: **isotropo**. Uno che non la soddisfa: **anisotropo**.

I termini: isotropo e anisotropo, sono abbastanza comuni in fisica, per cui vale la pena richiamare la definizione generale di anisotropia:

" L'anisotropia è un termine che si riferisce a proprietà fisiche vettoriali. Indica che l'intensità (quindi il modulo) di una data proprietà cambia quando questa è misurata lungo differenti direzioni"

Si è scoperto ad esempio che il valore della conduttività elettrica di certi materiali dipende dalla direzione in cui viene misurata. Sono quindi anisotropi e sovente l'anisotropia riflette la loro struttura atomica ad esempio cristallina.

Il modello di plasma freddo isotropo precedentemente proposto non può essere quello ionosferico. Il plasma ionosferico, che lo si voglia o no, è percorso dal campo magnetico terrestre e lambito dai campi della magnetosfera. Specie di mantello magnetico generato dall'attività solare, sito oltre la ionosfera, che avvolge la terra terminando con un'enorme coda che si allunga per migliaia di chilometri nello spazio dietro la zona oscura (notte) della terra ed è percorso da intensissime correnti elettriche (moto elettronico) alimentate dall'attività solare, fra l'altro le famose: "Tempeste magnetiche".

Fissati questi principi, ci si propone di dimostrare che un plasma freddo attraversato da un campo magnetico statico trasforma il proprio stato da isotropo in anisotropo.

Applicando la definizione generale dell'anisotropia alla ionosfera si può ipotizzare che un medio si trasformi elettricamente (o magneticamente) da isotropo in anisotropo, se il valore del modulo del vettore dello spostamento dielettrico \mathbf{D} (oppure dell'induzione magnetica \mathbf{B}) cambia lungo differenti direzioni.

Si supponga che il fenomeno sia lineare e si scomponga il vettore del campo elettrico \mathbf{E} della [1] (oppure il magnetico \mathbf{H}) in componenti tridimensionali: E_x , E_y e E_z (oppure H_x , H_y e H_z), essendo la ionosfera tale. Si scomponga ora lo scalare ϵ (oppure la permeabilità: μ) della [1] in coefficienti: $\epsilon_{11} \dots \epsilon_{33}$, non legati alle coordinate spaziali e in fine, sempre secondo la [1], si scrivano le equazioni per le componenti tridimensionali dello spostamento dielettrico \mathbf{D} ottenendo ad esempio per il campo elettrico un sistema lineare:

$$[2] \quad \begin{aligned} D_x &= \epsilon_{11} * E_x + \epsilon_{12} * E_y + \epsilon_{13} * E_z \\ D_y &= \epsilon_{21} * E_x + \epsilon_{22} * E_y + \epsilon_{23} * E_z \\ D_z &= \epsilon_{31} * E_x + \epsilon_{32} * E_y + \epsilon_{33} * E_z \end{aligned}$$

Scomponendo ϵ in coefficienti che moltiplicano le coordinate di \mathbf{E} , si ipotizzi la possibilità che a far variare il modulo del vettore \mathbf{D} secondo la direzione di misura, come da definizione, siano i valori assunti dai coefficienti: $\epsilon_{11} \dots \epsilon_{33}$ raggruppati in **Tensore** (forma particolare di matrice) a cui è stato dato il nome di **Permissività tensoriale**, abbreviato: ϵ_τ .

Il medio non viene quindi più descritto da una semplice relazione fra lo scalare ϵ e il vettore \mathbf{E} , ma da matrici, che nel seguito indicheremo per brevità con parentesi quadre.

La [2] si lascia quindi scrivere in forma di matrice:

$$[3] \quad [\mathbf{D}] = [\epsilon_\tau] * [\mathbf{E}]$$

Equazione che stabilisce la conditio sine qua non per la trasformazione di un plasma isotropo in anisotropo, per il fatto che dimostrando l'esistenza della **Permissività tensoriale** ϵ_τ si dimostra l'esistenza dell'anisotropia.

Il lettore attento si sarà accorto che ci si sta addentrando in una foresta di difficili definizioni matematiche. In particolare nel ginepraio dell'algebra tensoriale. Da sempre convinti assertori del principio che la fisica è il fenomeno e la matematica è solo uno strumento di ricerca (spesso rozzo con i suoi ricorrenti innaturali casi speciali) purtroppo irrinunciabile fintanto che non troveremo di meglio, facendo di necessità virtù, ci si limiterà a riassumere i passi più salienti di questa dimostrazione, puntando più sul fenomeno fisico, che alla fin fine è ciò che interessa, e evitando nel limite del possibile gli incomprensibili e spesso inutili "geroclici" matematici.

Nei precedenti capoversi si è stabilito la condizione per la trasformazione del plasma da isotropo in anisotropo considerando solo il campo elettrico. La ionosfera è però un medio in cui fenomeni elettrici si combinano con quelli magnetici dando vita a fenomeni elettromagnetici. Per continuare il discorso è quindi assolutamente necessario richiamare alcuni principi fondamentali della elettrodinamica.

Si consideri un elettrone in moto in un campo elettrico:

" La forza elettrica impressa a un elettrone è pari alla sua carica (e), moltiplicata scalarmente con il vettore del campo elettrico \mathbf{E} "

$$\mathbf{F}_{\text{elett.}} = e \mathbf{E}$$

Si consideri ora un elettrone in moto in un campo magnetico. Secondo Lentz:

" La forza magnetica impressa a un elettrone è pari alla sua carica elettrica (e), moltiplicata scalarmemente con il prodotto vettoriale di velocità \underline{v} e induzione magnetica \underline{B} "

$$\underline{F}_{\text{mag.}} = e (\underline{v} \times \underline{B})$$

Se \underline{v} e \underline{B} sono vettori paralleli, l'elettrone procederà parallelamente alle linee magnetiche. Se obliqui, la forza si lascerà scomporre in una componente perpendicolare all'induzione \underline{B} , che spinge l'elettrone a ruotare circolarmente e in una componente parallela che tenderà a "stirare" l'orbita circolare, trasformandola in una spirale.

Si consideri in fine un elettrone che si muove in un campo elettromagnetico. Esso subirà un'accelerazione (quindi una forza) da parte del campo elettrico \underline{E} , dall'induzione magnetica \underline{B} e una decelerazione prodotta dalla collisione fra elettroni:

"La forza di frenatura subita dagli elettroni accelerati dal campo elettromagnetico a causa degli urti fra particelle, è pari al prodotto scalare fra la velocità \underline{v} , la massa (m) e il numero medio di collisioni al secondo (ν)"

$$\underline{F}_{\text{freno}} = \nu m \underline{v}$$

Tutte le forze precedentemente definite, per il fatto che agiscono nello stesso punto, sono sottoposte e trovano una risultante nella legge generale della dinamica di Newton, che recita:

In un sistema dinamico la risultante di tutte le forze agenti su un corpo (in questo caso l'elettrone) è uguale al prodotto della massa m per l'accelerazione $a = (d\underline{v}/dt)$

$$[4] \quad \sum_{\text{forze}} = m \underline{a} = \{e [\underline{E} + (\underline{v} \times \underline{B})] - \nu m \underline{v}\} = m (d\underline{v}/dt)$$

L'equazione contiene il campo elettrico \underline{E} e l'induzione magnetica \underline{B} , che in un qualche modo devono essere relazionati con il tensore della permittività dielettrica $\underline{\epsilon}_r$. Per fare questo bisogna richiamarsi alla definizione della densità di corrente di conduzione \underline{J} (corrente per unità di superficie) in funzione della carica (prodotto fra carica elementare e , e numero di cariche n) e della velocità della carica \underline{v} , ma anche cosiddetta: "**Legge di Ohm due o legge generale di Ohm**", che definisce la densità di corrente \underline{J} in funzione dall'accelerazione esercitata dal campo elettrico \underline{E} sulla carica e sulla conduttività σ di un conduttore:

$$[5] \quad \underline{J} = ne\underline{v} = \sigma \underline{E}$$

Scomponendo l'equazione generale della dinamica [4] nei **rotori** (valori efficaci) tridimensionali di \underline{E} , \underline{B} e \underline{v} , al fine di evitare i valori istantanei (trattandosi di funzioni armoniche sinusoidali del luogo e del tempo) si ottiene un sistema di tre equazioni che per semplificare non si riporta, ma che contengono una nuova grandezza di cui si dirà oltre, la cosiddetta **girofrequenza** ω_g :

$$[6] \quad \omega_g = B e/m$$

Combinando la [4] in forma tridimensionale con la [5] si ottiene la densità di corrente \underline{J} in funzione del campo \underline{E} sotto forma di matrici, con la conduttività tensoriale $\underline{\sigma}_r$:

$$[7] \quad [\underline{J}] = -j [\underline{\sigma}_r] [\underline{E}]$$

L'operatore j della [7] è la conseguenza dell'introduzione del valore efficace di \underline{E} . Nessuna della precedenti deduzioni contiene la cercata costante dielettrica tensoriale. In tal senso bisogna

Per quanto attiene la costante dielettrica elettrostatica ϵ , essa non è più utilizzabile per il fatto che il medio è percorso da correnti di spostamento e di conduzione. Ne consegue la necessità di calcolare per il plasma freddo, **isotropo**, una nuova costante dielettrica: ϵ_{hf} .

Tenendo conto che in un gas (la ionosfera) la costante dielettrica relativa: ϵ_r , è uguale a 1, si può scrivere:

$$[8] \quad \epsilon_{\text{hf}} = \epsilon_0 [1 - (\sigma/\omega)] = \epsilon_0 [1 - (\omega_p^2/\omega)]$$

Sostituendo nella [8] per comparazione, la cifra **1** con un tensore unitario $\mathbf{1}_\tau$ e la conduttività σ con il tensore della conduttività σ_τ , si trova la costante dielettrica in formato tensoriale ipotizzata dalla [2]:

$$[9] [\epsilon_\tau] = \epsilon_0 [\mathbf{1}_\tau - \mathbf{j}(\sigma_\tau/\omega)]$$

Il tensore della costante dielettrica tensoriale ϵ_τ è abbastanza complicato per cui si rinuncia a riportarlo. Esso si compone da 6 coefficienti come previsto dalla [2], funzioni della girofrequenza ω_g , della pulsazione di plasma ω_p e della pulsazione di trasmissione ω . Eliminando il campo magnetico statico che attraversa il plasma. Azzerando in tal modo l'induzione magnetica e la girofrequenza ω_g , il tensore ϵ_τ ridiventa la costante dielettrica ϵ funzione di ω_p e ω e il plasma ritorna isotropo. Si può pertanto concludere che:

Visto la definizione dell'anisotropia. Dimostrato l'esistenza di una costante dielettrica tensoriale. Si conclude che un plasma freddo percorso da un campo magnetico statico si trasforma da isotropo in anisotropo.

La girofrequenza ω_g è una caratteristica naturale dei plasma. Nel caso della ionosfera essa assume valori attorno a 1,2 ... 1,4 MHz.

Si supponga un'onda incidente nella ionosfera la cui frequenza iniziale scivola in modo continuo verso la girofrequenza. Gli elettroni liberi della ionosfera tenderanno a percorrere traiettorie elittiche sempre più ampie e veloci tanto quanto più la frequenza si approssimerà alla girofrequenza. Raggiuntala, il moto da rotatorio si convertirà in spirale (risonanza), incrementando in tal modo l'energia cinetica delle particelle e la probabilità di collisione. Alla fine l'energia dissipata negli urti sarà tale d'attenuare notevolmente i segnali ricevuti a terra, tanto che alcuni autori sconsigliano l'uso di queste frequenze.

Si consideri un'onda piana a polarizzazione lineare, il cui vettore del campo elettrico \mathbf{E} sia parallelo alla direzione del campo magnetico terrestre, per semplificazione assunto statico. Essendo per definizione il prodotto vettoriale di due vettori paralleli uguale a zero. La forza di Lenz che agisce sugli elettroni espressa dal prodotto vettoriale $[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ sarà nulla e nullo sarà l'influsso del campo terrestre sulla propagazione dell'onda, come nel caso del plasma isotropo.

Si consideri ora il caso di un'onda incidente con piano di polarizzazione trasversale alla direzione del campo magnetico terrestre (supposto statico). Il prodotto vettoriale fra i due vettori non sarà più nullo. Risolvendo le equazioni di Maxwell e calcolando la costante di propagazione, si otterranno due valori che interpretati evidenziano la scissione dell'onda incidente in due onde separate a polarizzazione elittica, l'una inversa all'altra, dette: **onda ordinaria e onda straordinaria**.

Il fenomeno è simile a quello di un raggio di luce incidente in un minerale **crystallino**, otticamente **anisotropo** (ad esempio un solido trasparente di sfaldatura di calcite), che per birifrazione si scinde in due raggi distinti detti raggio ordinario e raggio straordinario.

La similitudine dei fenomeni diventa evidente se si considera che onde radio e luce sono fenomeni elettromagnetici. E che ambedue:

- ❑ hanno carattere ondulatorio. La luce ha anche carattere corpuscolare (fotoni o quanti di luce)
- ❑ hanno almeno un piano di polarizzazione. La luce ne ha un numero infinito, riducibili a uno solo filtrandola (luce polarizzata).
- ❑ la velocità di propagazione è inversamente proporzionale alla radice quadrata della costante dielettrica ϵ e della permeabilità μ del medio in cui si propagano
- ❑ l'indice di monorifrazione è pari alla radice quadrata del rapporto inverso fra le costanti dielettriche dei media attraversati
- ❑ sono presenti due indici di rifrazione differenti: uno costante in ogni punto del solido, quindi indipendente dal punto d'incidenza, l'altro variabile e dipendente dal punto d'incidenza.

Ne conseguono due differenti velocità di propagazione della luce nel solido (una massima e una minima), e dell'onda elettromagnetica nella ionosfera, con scissione del raggio e dell'onda in due raggi e due onde distinte, dette **ordinaria e straordinaria**.

Ruotando il piano di polarizzazione dell'onda piana incidente nel plasma (ruotando l'antenna) fino ad ottenere un parallelismo fra vettore del campo elettrico e vettore dell'induzione terrestre, l'onda ordinaria e straordinaria si ricomporranno in un'unica onda, così come ruotando il minerale anisotropo è possibile vedere attraverso il materiale la ricomposizione dei due raggi di luce in un unico raggio monorifratto. Si può pertanto concludere:

"Un'onda incidente in un plasma anisotropo, come la ionosfera, può scindersi a dipendenza della rotazione del piano di polarizzazione in due onde dette: ordinaria e straordinaria che all'uscita si ricompongono in un'unica onda sfasata rispetto all'incidente. La differenza di fase è detta: "Rotazione di Faraday"

La rotazione di Faraday dipende dalla pulsazione di plasma, dalla girofrequenza, dall'angolo fra la direzione di propagazione e la direzione del campo magnetico, dalla lunghezza della tratta ionosferica, dalla densità elettronica (a sua volta funzione dell'attività solare nel tempo, ossia: anno, mese, giorno e ora) e, "dulcis in fundo": è inversamente proporzionale al quadrato della frequenza di lavoro utilizzata.

A scopo informativo e senza entrare nel merito, ci si limita a menzionare che anche i segnali provenienti dai satelliti attraversando la ionosfera subiscono una rotazione di Faraday, quindi del piano di polarizzazione dell'onda.

La rotazione di Faraday è solo una delle conseguenze dell'anisotropia ionosferica. Il fatto che il moto degli elettroni si orienti lungo il campo magnetico ha come logica conseguenza l'aumento dell'attenuazione dei segnali ortogonali alla direzione del campo magnetico terrestre:

"Segnali che si propagano ortogonalmente alla direzione del campo magnetico statico terrestre (est/ovest o viceversa) sono più attenuati di quelli che si propagano parallelamente al campo magnetico terrestre".

Si consideri il teorema della reciprocità di Lorentz:

" L'intensità del segnale ricevuto alle due teste di un radiocollegamento punto/punto, passante in un medio isotropo, a parità di: guadagno d'antenna, sensibilità, guadagno dei ricevitori e potenza effettiva irradiata (ERP), è uguale in ambo le direzioni di propagazione (avanti e indietro)".

Si consideri ad esempio un piccolissimo volume di plasma isotropo, a forma di "tubicino" omogeneo con costante di propagazione $\gamma = j \beta$ uguale per i due sensi di propagazione. I segnali ricevuti agli sbocchi, a parità di generatore e ricevitore (l'antenna è parte integrante del ricevitore), saranno uguali. Il teorema si lascia dimostrare calcolando il vettore di Poynt, \mathbf{S} :

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad [\text{W} / \text{metro}^2]$$

Definizione che richiama alla mente la formula generale per il calcolo della potenza: $\mathbf{P} = \mathbf{U} * \mathbf{I}$ [W]

Si considerino ora i vettori dei campi elettrici e magnetici in entrata e uscita al tubicino: \mathbf{E}_{in} , \mathbf{E}_{out} e \mathbf{H}_{in} , \mathbf{H}_{out} .

Si calcolino i vettori di Poynt in entrata e uscita al tubicino:

$$\mathbf{S}_{in} = \mathbf{E}_{in} \times \mathbf{H}_{in} \quad \text{e} \quad \mathbf{S}_{out} = \mathbf{E}_{out} \times \mathbf{H}_{out}$$

Secondo la legge della conservazione dell'energia, in un sistema ideale, senza perdite, la potenza in entrata deve essere uguale a quella in uscita, in altre parole:

$$\mathbf{S}_{in} = \mathbf{S}_{out}$$

Azzerando quest'ultima equazione si ottiene:

La somma delle potenze elettromagnetiche in entrata, \mathbf{S}_{in} e in uscita, \mathbf{S}_{out} a un dato volume di spazio calcolata (integrata) su tutto il volume, in assenza di perdita di tratta, è uguale a zero in tutte le possibili direzioni di propagazione.

$$\mathbf{S}_{in} - \mathbf{S}_{out} = 0$$

Si consideri ora un "tubicino" di plasma anisotropo le cui costanti ϵ e μ siano definiti da tensori. Rifacendosi alla definizione della anisotropia, si troverà che la potenza misurata agli sbocchi del tubicino dipenderanno dalla direzione.

Si immagina ora la ionosfera composta da una catena di "tubicini" anisotropici collegati in cascata fra loro e percorsi dai segnali. Assumendo il comportamento elettromagnetico di ogni "tubicino" identico agli altri, l'intensità dei segnali ai capi della ionosfera, in contrasto con Lorentz, potrà differire a secondo della direzione di propagazione. Si può pertanto concludere:

" L'intensità del segnale ricevuto nei due sensi di propagazione, alle due teste di un radiocollegamento punto/punto, passante in un medio anisotropo, a parità di guadagno d'antenna, sensibilità, guadagno dei ricevitori e potenza effettiva irradiata (ERP), non è identico e dipende dalla direzione di propagazione dell'onda"

A questo punto si potrà obiettare che invalidando il teorema della **reciprocità**:

" Il comportamento elettromagnetico di un'antenna di ricezione è identico a quello di un'antenna di trasmissione"

si arrischia d'invalidare anche il principio di **dualità** dell'antenna. L'obiezione è pertinente, ma vale solo per collegamenti ionosferici. Collegamenti nello spazio libero, senza riflessione ionosferica, quindi in spazi isotropi, soggiacciono al teorema della reciprocità e le loro antenne al principio di dualità.

La teoria sulla trasformazione del plasma in anisotropo si basa sulla premessa di un campo magnetico statico. Il vero campo magnetico che attraversa la ionosfera è tutt'altro che statico. Ma un fenomeno instabile influenzato da variazioni secolari lentissime, variazioni in funzione della latitudine e grosse variazioni orarie da instabilità solare: le famose "Tempeste magnetiche" e variazioni lunari.

Ne consegue che il modello del tubicino anisotropico è solo teorico. Ogni radiooperatore può confermare d'avere sovente constatato che in onde corte, a parità di frequenza critica e di condizioni di trasmissione i livelli di segnale dei terminali radio in ambo le direzioni di propagazione variano statisticamente da identici a differenti.

Queste semplici considerazioni dimostrano quanto sia ingenua la richiesta di certi radioamatori di valutare l'efficienza e i guadagni dell'antenna lungo tratte ionosferiche. L'industria usa collaudare i propri prototipi d'antenna e rilevare i diagrammi di radiazione, in un'area pari a circa dieci lunghezze d'onda di raggio, rigorosamente libera da riflessioni salvo quella del terreno e montando l'antenna a altezza adeguata in modo da ottenere il massimo dalla riflessione del terreno.

3.4 Teoria e pratica

Il processo di ionizzazione inizia rapidamente alle prime luci dell'alba, favorito dalla debolezza della ricombinazione. Al mezzogiorno astronomico (non il mezzogiorno del fuso orario) la formazione di tutti gli strati sarà ultimata e si instaurerà una specie di equilibrio fra ionizzazione e ricombinazione. Per ogni atomo ionizzato se ne riformerà uno neutro. Oltre il mezzogiorno l'insolazione calerà e la ricombinazione inizierà ad avere il sopravvento. Dopo il tramonto rimarrà solo la ricombinazione. La densità elettronica calerà fino a una soglia minima dipendente dall'attività solare corrente.

Il primo strato a scomparire (in inverno poche ore dopo il mezzogiorno, in estate attorno a metà pomeriggio) è lo strato D. Ultimi gli strati F1 e F2 che a notte fonda si fondono in un unico strato: lo strato F. Una cosa deve essere molto chiara: gli strati ionizzati si riducono al minimo di un solo strato, ma non scompaiono. Questo significa che, prescindendo dagli effetti dei disturbi magnetici, in un modo o nell'altro le radiocomunicazioni per via ionosferica sono possibili sull'arco delle 24 ore.

La ionosfera viene di regola rappresentata come un seguito di strati ionizzati intercalati dal vuoto, ma si tratta di una rappresentazione errata. In realtà gli ionogrammi mostrano che fra due picchi di densità elettronica c'è un minimo detto: "Valle ionosferica". Pur volendo risparmiare al lettore questa complessa teoria, ci limitiamo ad accennare che in virtù di questi studi è stata scoperta l'esistenza di correnti elettroniche ascendenti (venti) che attraversano verticalmente i vari strati.

A questo punto è bene smorzare qualche eccesso d'entusiasmo. La ionosfera descritta nel capitolo precedente sembra essere un fenomeno perfetto, retto da leggi chiare e definite. La saggezza e l'esperienza pluriennale nel campo della radiocomunicazioni insegna che la natura si lascia difficilmente ingabbiare in aride formule matematiche.

La ionosfera vera, quella bizzosa con la quale ogni operatore radio in onde corte, per diletto o per lavoro, deve fare i conti tutti i giorni e tutte le notti, sembra essere differente e farsi un baffo delle certezze matematiche. Non bisogna mai dimenticare che essa non è che una minuscola parte di una gigantesca realtà cosmica in parte ancora sconosciuta che ci conduce a pensare che essa sia molto più semplice di ciò che le nostre rudimentali formule matematiche e le nostre "dure cervici" vorrebbero farci credere.

Nella nostra cecità scientifica non ci stancheremo mai di considerare ogni fenomeno naturale un qualche cosa a se stante, come le parti di un motore: cilindri, bielle, alberi a collo d'oca, ingranaggi... tutto definito e interagente all'interno di un misero scatolone. Mai come i diversi aspetti di un unico, universale dualismo massa/energia! L'aver capito questa semplice verità, ci ha spronato a guardare oltre Maxwell e le sue equazioni e ad ascoltare meglio ciò che la ionosfera aveva da dirci.