

Laboratori Nazionali di Frascati

LNF-60/44 (1960)

G. Sacerdoti: UN NUOVO CONTENITORE MAGNETICO PER PARTICELLE CARICHE: IL ROTATRONE.

Estratto da: L'Elettrotecnica, 47, 654 (1960)

# UN NUOVO CONTENITORE MAGNETICO PER PARTICELLE CARICHE: IL ROTATRONE

GIANCARLO SACERDOTI (\*)

*Nell'articolo viene proposto un contenitore magnetico per ioni. Il moto di una particella carica viene studiato con alcune ipotesi semplificative (campo elettrico associato nullo). Non sono stati eseguiti invece i calcoli sulla diffusione termodinamica degli ioni, che permetterebbero di esaminare le reali possibilità d'impiego del dispositivo per la fusione controllata dell'idrogeno. Sono state ricavate alcune relazioni tra energia magnetica, ed energia cinetica della particella e tempo di cattura della stessa.*

## 1. - INTRODUZIONE.

Per realizzare la fusione controllata dell'idrogeno è necessario confinare in una zona dello spazio gas ionizzato ad altissima temperatura. Si è cercato di confinare il gas ionizzato soprattutto con campi magnetici di particolari forme (toroidali, ad otto, a solenoide) [1, 2].

In questo articolo si propone un nuovo dispositivo atto a contenere ioni e si studia il moto di un ione nel campo magnetico del dispositivo che può quindi avere qualche interesse nei problemi della fusione.

Questo dispositivo crea un campo magnetico rotante (come nelle macchine elettriche). Se sono soddisfatte alcune relazioni tra la frequenza  $f$  di rotazione nel campo magnetico e la frequenza propria  $f'$  di ciclotrone [3] delle particelle entro il campo magnetico, si può spiegare, dai primi calcoli approssimati svolti in questo articolo, che la macchina sia un contenitore magnetico di buona qualità. Per quanto si è detto risulta ragionevole chiamare il dispositivo « rotatrone ».

## 2. - DESCRIZIONE DEL ROTATRONE E PRINCIPIO DI FUNZIONAMENTO.

Un rotatrone è rappresentato in fig. 1: esso consiste di due coppie di semi bobine incrociate eccitate con correnti sfasate di 90°. Come è noto dalla elettrotecnica elemen-

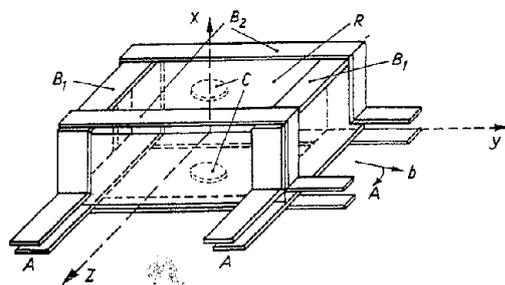


Fig. 1. — Schema di principio di un rotatrone.

$E$ , recipiente;  $B_1$ , semibobina;  $B_2$ , semibobina a 90° rispetto a  $B_1$ ;  $C$ , elettrodi di prima ionizzazione;  $A$ , attacchi per le alimentazioni;  $X$ , asse di rotazione del campo magnetico;  $b$ , campo magnetico.

tare tale dispositivo crea un campo magnetico rotante. Tra le quattro semibobine vi è un recipiente a tenuta di vuoto entro cui si trova il gas da contenere. Eventualmente sulla parete superiore e su quella inferiore del recipiente vi si possono sistemare elettrodi per innescare

l'arco atto a fornire la prima ionizzazione al gas. Il campo magnetico rotante cederà anch'esso energia agli ioni per il campo elettrico ad esso associato, e questo aiuterà a portarle a temperatura elevata.

Che una particella carica possa venire confinata in una zona dello spazio da un campo rotante appare possibile da un punto di vista intuitivo. Consideriamo infatti una particella in un solenoide percorso da corrente: essa tarderà ad uscire dal solenoide lungo l'asse con velocità pari alla componente iniziale in direzione dell'asse della sua velocità. Se noi ruotiamo a 90° il solenoide ecco che la particella non potrà proseguire nel suo moto di spostamento assiale perchè ora in questa direzione trova le linee del campo magnetico che si oppongono.

In realtà risolvendo le equazioni del moto, nel paragrafo seguente troviamo che rimane alla particella una componente residua della velocità di fuga lungo l'asse di rotazione del campo magnetico: però tale componente può ridursi piccola come si vuole diminuendo  $f$ .

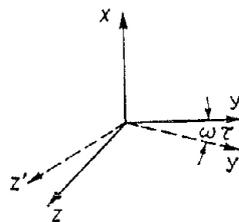


Fig. 2. — Sistema di assi coordinati.

Il campo magnetico ha la seguente espressione (nel sistema di assi coordinati di fig. 2):

$$(1) \quad \begin{aligned} B_x &= 0 \\ B_y &= + B_0 \cos \omega t \\ B_z &= + B_0 \sin \omega t \end{aligned}$$

A questo campo magnetico è associato (Appendice I), per le equazioni di Maxwell, un campo elettrico dato dalle formule (2)

$$(2) \quad \begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_y &= -x \omega B_0 \cos \omega t \\ E_z &= -x \omega B_0 \sin \omega t \end{aligned}$$

Trascuriamo nella trattazione l'influenza di  $E$  sul moto delle particelle. Nel paragrafo 5 discuteremo i limiti di questa approssimazione.

## 3. - MOTO DELLA PARTICELLA CARICA.

Al tempo  $t_0$  la velocità della particella sia rappresentata da una matrice  $|X_0|$  a tre righe e una colonna

$$(3) \quad |X_0| = \begin{vmatrix} X \\ Y \\ Z \end{vmatrix}$$

ove:

$X_0$  = componente secondo l'asse  $x$  della velocità iniziale  
 $Y_0$  = » » »  $y$  » » »  
 $Z_0$  = » » »  $z$  » » »

(\*) Dr. ing. Giancarlo Sacerdoti, Laboratorio di Frascati.

Al tempo  $t_0$  sia  $B_y = B_0$ .

Dopo un tempo  $\tau$  infinitesimo la velocità  $|X_1|$  sarà legata a  $|X_0|$  dalla relazione (4) <sup>(1)</sup>

$$(4) \quad |X_1| = |W| |X_0|$$

ove:

$$|W| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & -\omega' \tau \\ 0 & 1 & 0 \\ \omega' \tau & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$\omega' = \frac{e}{m} B_0$  è la pulsazione di ciclotrone;  $e$ ,  $m$  sono rispettivamente carica e massa della particella.

Ma nel tempo  $\tau$  l'asse secondo cui è diretto il campo magnetico è ruotato intorno ad  $x$  di un angolo pari a  $\omega \tau$ .

Chiamiamo  $|X_1|'$  la matrice che rappresenta la velocità riferita al nuovo sistema di assi  $x, y', z'$  (vedi fig. 2) si ha che:

$$(5) \quad |X_1'(\tau)| = |R_x(\omega \tau)| |X_1|$$

ove:

$$|R_x(\omega \tau)| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -\omega \tau \\ 0 & \omega \tau & 1 \end{vmatrix}$$

Si ottiene quindi:

$$(6) \quad |X(n\tau)|' = [|R| |W|]^n |X_0|$$

ove con evidente significato di simboli  $|X(n\tau)|'$  è la matrice velocità al tempo  $n\tau$  e riferita al sistema di coordinate rotanti con il campo magnetico e cioè ad un sistema ruotante di un angolo pari a  $n\omega\tau$  rispetto al sistema di coordinate iniziali. Per cui si ha la (7):

$$(7) \quad |X(n\tau)| = |T| [|R| |W|]^n |X_0|$$

con  $|T|$  avendo indicato la matrice seguente:

$$|T| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \omega n \tau & \sin \omega n \tau \\ 0 & -\sin \omega n \tau & \cos \omega n \tau \end{vmatrix}$$

Risolvendo la (7) con i metodi classici della diagonalizzazione (vedi Appendice II) si ottiene, chiamando semplicemente  $n\tau = t$

$$(8) \quad |X(t)| = |K(t)| |X_0|$$

ove  $k$  è una matrice avente i seguenti coefficienti:

$$K_{11} = \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega'^2}{c^2} \cos ct \quad \text{con} \quad c = \sqrt{\omega'^2 + \omega^2}$$

$$K_{12} = -\frac{\omega \omega'}{c^2} (1 - \cos ct)$$

$$K_{13} = -\frac{\omega'}{c} \sin ct$$

$$K_{21} = -\frac{\omega \omega'}{c^2} \cos \omega t + \frac{\omega \omega'}{c^2} \cos ct \cos \omega t +$$

$$+ \frac{\omega'}{c} \sin \omega t \sin ct$$

$$K_{22} = \frac{\omega'^2}{c^2} \cos \omega t + \frac{\omega^2}{c^2} \cos \omega t \cos ct +$$

$$+ \frac{\omega}{c} \sin \omega t \sin ct$$

$$K_{23} = -\frac{\omega}{c} \cos \omega t \sin ct + \sin \omega t \cos ct$$

$$K_{31} = \frac{\omega \omega'}{c^2} \sin \omega t - \frac{\omega \omega'}{c^2} \sin \omega t \cos ct +$$

$$+ \frac{\omega'}{c} \cos \omega t \sin ct$$

$$K_{32} = -\frac{\omega'^2}{c^2} \sin \omega t - \frac{\omega^2}{c^2} \sin \omega t \cos ct +$$

$$+ \frac{\omega}{c} \cos \omega t \sin ct$$

$$K_{33} = \frac{\omega}{c} \sin \omega t \sin ct + \cos \omega t \cos ct.$$

Se mediamo in un tempo sufficientemente lungo la velocità delle particelle, si ottiene facilmente dalla (8) la relazione:

$$\vec{v} \text{ media} = \left[ \frac{\omega^2}{c^2} X_0 - \frac{\omega \omega'}{c^2} X_0 \right] \vec{i}$$

(9)  $\vec{i}$  = versore unitario in direzione asse  $x$ .

Si può facilmente annullare la parte proporzionale a  $\omega \omega'/c^2$  facendo alternativamente ruotare il campo magnetico in un senso e poi nell'altro, il che si può ottenere eccitando con frequenze leggermente diverse le bobine incrociate. Se il periodo  $tr$  con cui si producono tali alternanze è tale che  $\cos \omega t = 1$  e  $\cos ct = 1$  sarà:  $|X(tr)| = |X_0|$  (ciò si vede facilmente dalla (8)) e quindi la velocità media nel periodo  $tr$  successivo acquista il valore:

$$(9 \text{ bis}) \quad \vec{v} \text{ media} = \left[ \frac{\omega^2}{c^2} X_0 + \frac{\omega \omega'}{c^2} Y_0 \right] \vec{i}$$

e su un periodo  $2tr$  la velocità media diventa:

$$(9) \quad v \text{ medie} = \frac{\omega^2}{c^2} X_0 \leq \frac{\omega^2}{c^2} \sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + r_0^2}.$$

Se quindi

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega^2}{\omega'^2 + \omega^2} \ll 1,$$

molto ridotta risulterà la velocità media residua di una particella rispetto alla sua velocità totale pari a

$$\sqrt{X_0^2 + Y_0^2 + Z_0^2} = v.$$

Perciò la particella tenderà ad uscire dal sistema con velocità ridotta.

Integrando la equazione (8) abbiamo l'andamento degli spostamenti della particella. Il recipiente funziona come un contenitore di plasma a lenta espansione (vedi fig. 3).

Per ottenere formule semplici e utili ad un progetto

<sup>(1)</sup> La relazione (4) si può ricavare in modo elementare dalle equazioni cardinali o si ritrova alla citazione bibliografica [4].

di un dispositivo rotatrone facciamo le seguenti ipotesi:

- a)  $\omega' \gg \omega$
- b)  $c \ll \omega'$
- c)  $t \cong \pi t_z = 2/\omega$
- d) che ai tempi  $n t_z$  per  $n$  intero si abbia inversione di rotazione. Si ottiene allora con facili semplificazioni

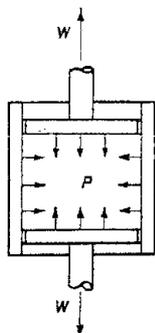


Fig. 3. — Schema delle prestazioni del rotatrone come contenitore.  $P$ , pressione contrastante il plasma; uguale a  $1/2 B^2/\mu_0$ ;  $W$ , velocità di espansione =  $\frac{W^2}{W'^2} v$ .

dalla integrazione dalla (8):

$$\begin{aligned} \Delta z_{max} &\leq \left[ \frac{\omega^2}{\omega'^2} t + \frac{2}{\omega'} \right] v \\ \Delta y_{max} &\leq \frac{1}{\omega} v \\ \Delta x_{max} &\leq \frac{1}{\omega} v \end{aligned} \quad (10)$$

Dalle (10) se si pone ancora

$$\frac{\omega^2}{\omega'^2} t \gg \frac{2}{\omega'}$$

si può, semplificando, ottenere:

$$\begin{aligned} V &= 2 \Delta x_{max} \times 2 \Delta y_{max} \times 2 \Delta z_{max} = \\ &= \frac{8 v^3}{\omega'^2} t = \frac{8 v^3}{B_0^2} \frac{m^3}{l^2} t \end{aligned} \quad (11)$$

ove  $V$  rappresenta il volume « utile » <sup>(2)</sup> occupato dal campo magnetico nel cui punto centrale al tempo  $t=0$  si trova la particella,  $v$  = velocità della particella,  $t$  il tempo in cui la particella rimane nel volume  $V$ ,  $B$  campo magnetico.

La (11) si può scrivere in una forma più significativa

$$E_m = \frac{1}{2} \frac{V B_0^2}{M_0} = 4 \frac{m^3}{e^2} \frac{1}{M_0} v^3 t \quad (12)$$

$E_m$  = energia magnetica immagazzinata nel dispositivo.

La (12) ci dice che l'energia magnetica che bisogna impiegare per confinare per un tempo  $t$  una particella di una certa velocità entro un rotatrone è costante cioè indipendente dal volume.

Nelle tabelle I e II abbiamo riportato  $E_m$  in funzione di  $v$  e di  $t$  per protoni e il volume corrispondente per  $B = 1 \text{ Wb/m}^2$ .

<sup>(2)</sup> Bisognerà stimare (e questo varia al variare della geometria) il volume attualmente occupato dal campo magnetico in due o tre volte il volume utile.

4. - ESEMPIO NUMERICO E PREVENTIVO INDICATIVO PER UN DISPOSITIVO DI PROVA.

Poniamo di volere concentrare ioni di idrogeno di energia pari a 5000 eV per un tempo  $t = 10^{-4}$  sec.

La velocità corrispondente a 5000 eV è pari a  $2 \times 10^6 \text{ m/sec}$ .

Dalla tabella I otteniamo che per soddisfare il problema sono necessari 34000 Joule.

Se assumiamo per  $B = 1 \text{ Wb/m}^2$  otteniamo, interpolando i dati di tabella II, un volume pari a  $2 \times 10^{-3} \text{ m}^3$ .

Inoltre risulterà  $\omega' = 10^8 \text{ sec}^{-1}$ .

Assumendo per  $\omega$  il valore  $3 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$  otteniamo:

$$\begin{aligned} \Delta y_{max} &= 0,33 \text{ m} \\ \Delta z_{max} &= 0,33 \text{ m} \\ \Delta x_{max} &= 0,11 \text{ m} \end{aligned}$$

(Le condizioni di approssimazione per cui è valida la teoria sono soddisfatte).

La disposizione schematica dell'impianto è indicata in fig. 4.

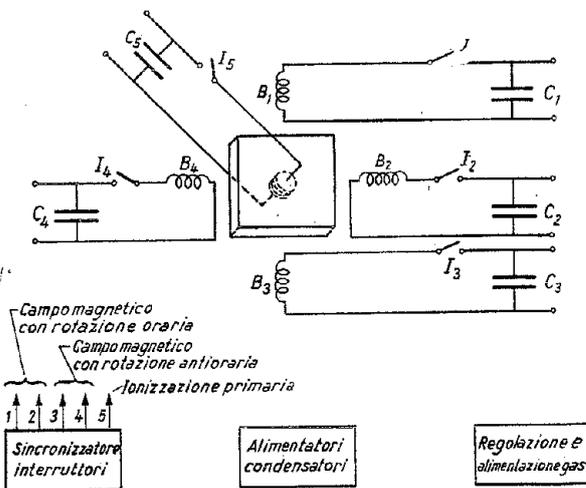


Fig. 4. — Parti componenti l'impianto.

Le parti principali del dispositivo sono:

- 4 banchi di condensatori di 40000 Joule ciascuno;
- 1 banco di condensatori per la prima ionizzazione del gas la cui dimensione dipende dalla densità del gas;
- 4 interruttori e il dispositivo elettronico di sincronizzazione;
- il circuito di carica dei condensatori;
- dispositivi per la misura del campo e delle caratteristiche del gas;
- il recipiente e bobine;
- apparecchiature di controllo.

5. - ALCUNE CONSIDERAZIONI CRITICHE SUI CALCOLI ESEGUITI.

Ci limiteremo a prendere in esame solo due punti:

- a) esame dell'azione del campo elettrico  $E$ ;
- b) esame dell'importanza del valore magnetico del campo scelto ai fini della fusione.

a) Esame dell'azione del campo elettrico  $E$ . L'azione del campo elettrico associato alla variazione di flusso calcolata nel paragrafo 1 è tutt'altro che trascurabile rispetto all'azione del campo magnetico: come è noto dalla teoria del betatrone, la forza esercitata mediamente dal campo elettrico sulla particella è dell'ordine di  $\frac{1}{2}$  di quella esercitata dal campo magnetico. Se però abbiamo una massa plasmatica nella cui parte centrale vi siano correnti che tendono quivi ad annullare  $B$ , il rapporto

TABELLA I. - Energia magnetica in Iaule necessaria a contenere ioni di idrogeno<sup>8</sup> per ioni di deuterio i numeri indicativi vanno moltiplicati per 2.

t sec v m/sec	10 <sup>6</sup>	5 × 10 <sup>6</sup>	10 <sup>5</sup>	5 × 10 <sup>5</sup>	10 <sup>4</sup>	2 × 10 <sup>4</sup>	5 × 10 <sup>4</sup>	10 <sup>3</sup>
10 <sup>4</sup>	3,4 × 10 <sup>4</sup>	17 × 10 <sup>4</sup>	3,4 × 10 <sup>3</sup>	1,7 × 10 <sup>3</sup>	3,4 × 10 <sup>2</sup>	3,4 × 10 <sup>2</sup>	1,7 × 10 <sup>1</sup>	3,4 × 10 <sup>1</sup>
5 × 10 <sup>4</sup>	1,25 × 10 <sup>3</sup>	21,2 × 10 <sup>3</sup>	4,25 × 10 <sup>1</sup>	21,2 × 10 <sup>1</sup>	4,25	8,5	21,2	42,5
10 <sup>5</sup>	3,4 × 10 <sup>1</sup>	1,7	3,4	1,7	34	70	170	340
5 × 10 <sup>5</sup>	42,5	212	425	2120	4250	8500	21200	42500
10 <sup>6</sup>	340	1700	3400	17000	34000	70000	170000	340000
5 × 10 <sup>6</sup>	42,5 × 10 <sup>3</sup>	2,12 × 10 <sup>3</sup>	4,25 × 10 <sup>5</sup>	2,12 × 10 <sup>6</sup>	4,25 × 10 <sup>6</sup>	8,5 × 10 <sup>6</sup>	21,2 × 10 <sup>6</sup>	42,5 × 10 <sup>6</sup>
10 <sup>7</sup>	340000	1,7 × 10 <sup>6</sup>	34 × 10 <sup>6</sup>	17 × 10 <sup>6</sup>	34 × 10 <sup>6</sup>	70 × 10 <sup>6</sup>	170 × 10 <sup>6</sup>	340 × 10 <sup>6</sup>

tra l'azione delle forze elettriche e magnetiche può scendere molto sotto  $\frac{1}{2}$ .

L'azione delle forze elettriche tende ad aumentare la energia delle particelle e quindi a trasformare una parte dell'energia magnetica in energia di riscaldamento del gas.

b) Esame dell'importanza del valore del campo magnetico scelto ai fini della fusione.

Nel testo non compare l'importanza della scelta del campo magnetico.

Ora la scelta del valore è molto importante.

Se il valore è grande le particelle infatti sono concentrate in più piccolo volume e possono quindi dare luogo più facilmente a reazioni nucleari (a parità di numero di particelle presenti).

Inoltre un campo alto resiste meglio alla pressione termodinamica del plasma. Se si prende in considerazione la pressione termodinamica del plasma i volumi indicati in tabella I devono essere certamente aumentati perchè le perdite di particelle sia contenuta in cifra ragionevole.

APPENDICE I

CALCOLO DEL CAMPO ELETTRICO  $E$  ASSOCIATO AL CAMPO MAGNETICO.

Si ha:

$$\text{rot } E = - \frac{dB}{dt}$$

da cui si ottiene con i valori di  $B$  della formula (1)

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = \omega B_0 \cos \omega t$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = - \omega B_0 \sin \omega t.$$

Da cui si vede che il campo elettrico  $E$  può essere il seguente

$$\begin{aligned} E_x &= 0 \\ E_y &= -x \omega B_0 \cos \omega t \\ E_z &= -x \omega B_0 \sin \omega t. \end{aligned}$$

TABELLA II. - Volume in m<sup>3</sup> corrispondente all'energia magnetica per diversi  $B$ .

$E \dots \dots$ $B \dots \dots$	10 <sup>2</sup>	10 <sup>1</sup>	1	10	10 <sup>2</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>6</sup>
1	0,6 × 10 <sup>8</sup>	0,6 × 10 <sup>7</sup>	0,6 × 10 <sup>6</sup>	0,6 × 10 <sup>5</sup>	0,6 × 10 <sup>4</sup>	0,6 × 10 <sup>3</sup>	0,6 × 10 <sup>2</sup>	0,6 × 10 <sup>1</sup>	0,6
5	2,4 × 10 <sup>10</sup>	2,4 × 10 <sup>9</sup>	2,4 × 10 <sup>8</sup>	2,4 × 10 <sup>7</sup>	2,4 × 10 <sup>6</sup>	2,4 × 10 <sup>5</sup>	2,4 × 10 <sup>4</sup>	2,4 × 10 <sup>3</sup>	2,4 × 10 <sup>2</sup>
10	0,6 × 10 <sup>10</sup>	0,6 × 10 <sup>9</sup>	0,6 × 10 <sup>8</sup>	0,6 × 10 <sup>7</sup>	0,6 × 10 <sup>6</sup>	0,6 × 10 <sup>5</sup>	0,6 × 10 <sup>4</sup>	0,6 × 10 <sup>3</sup>	0,6 × 10 <sup>2</sup>

APPENDICE II

PASSAGGI DEI CALCOLI PER DETERMINARE LA TRAIETTORIA DI UNA PARTICELLA CARICA.

Dalle (4) e (5) si ottiene trascurando i termini in  $\tau^2$

$$|R| |W| = \begin{vmatrix} 1 & 0 & -\omega' \tau \\ 0 & 1 & -\omega \tau \\ \omega' \tau & \omega \tau & 1 \end{vmatrix}$$

Le radici della equazione secolare di  $|R| |W|$  sono:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 1 \\ \lambda_{2,3} &= e \pm i \tau \sqrt{\omega^2 + \omega'^2} \quad \text{chiamo } c = \sqrt{\omega^2 + \omega'^2} \end{aligned}$$

La matrice  $|m|$  che linearizza la  $|R| |N|$  e la sua inversa  $|m^{-1}|$  sono rispettivamente:

$$|m| = \begin{vmatrix} i \frac{\omega}{c} & i \frac{\omega'}{c} & -i \frac{\omega'}{c} \\ -i \frac{\omega'}{c} & i \frac{\omega}{c} & -i \frac{\omega}{c} \\ 0 & 1 & 1 \end{vmatrix}$$

$$|m^{-1}| = \begin{vmatrix} -i \frac{\omega}{c} & i \frac{\omega'}{c} & 0 \\ -i \frac{\omega'}{2c} & -\frac{i \omega}{2c} & \frac{1}{2} \\ \frac{\omega'}{2c} & i \omega & \frac{1}{2} \end{vmatrix}$$

Abbiamo inoltre:

$$|T| [(R) |W|]^n = |T| |m| |\lambda|^n (m^{-1}) = |Q|$$

ove:

$$\lambda = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 1 & e^{i \tau c} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i \tau c} \end{vmatrix}$$

Si ha ponendo  $n\tau = t$

$$|S| = |m| |\lambda|^n = \begin{vmatrix} i \frac{\omega}{c} & i \frac{\omega'}{c} e^{ict} & -i \frac{\omega'}{c} e^{-ict} \\ -i \frac{\omega'}{c} & i \frac{\omega}{c} e^{ict} & -i \frac{\omega}{c} e^{-ict} \\ 0 & e^{itc} & e^{-ict} \end{vmatrix}$$

$$P| = |T| |S| = \begin{vmatrix} i \frac{\omega}{c} & i \frac{\omega'}{c} e^{itc} & -i \frac{\omega'}{c} e^{-ic} \\ -i \frac{\omega'}{c} \cos \omega t & e^{itc} \left[ i \frac{\omega}{c} \cos \omega t + \sin \omega t \right] & e^{-ict} \left[ -i \frac{\omega}{c} \cos \omega t + \sin \omega t \right] \\ i \frac{\omega'}{c} \sin \omega t & e^{itc} \left[ -i \frac{\omega}{c} \sin \omega t + \cos \omega t \right] & e^{-ict} \left[ i \frac{\omega}{c} \sin \omega t + \cos \omega t \right] \end{vmatrix}$$

Si ottiene dalle matrici precedenti facilmente la matrice  $K$  che compare nella (8).

Manoscritto pervenuto il 23 marzo 1960.

BIBLIOGRAFIA

[1] *Proceedings of the Second U.N. International Conference ecc.* - Sept. 58, vol. 31, pagg. 6÷21; pagg. 34÷39, United Nation, 59.

[2] *Project Sherwood. The U.S. Program in controlled fusion by Amasa S. Bishop, Adeliser.* Wiley Publ. Comp. Inc.

[3] L. SPITZER: *Physic of fully ionised Gases.* Pag. 2÷5, 1956, Interscience Publiscer, N.Y.

[4] G. SACERDOTI: *Studio del moto di una particella carica in un campo magnetico ecc.* Rel. prof. Sartori. « *Atti dell'Accademia delle Scienze di Torino* », vol. 39 (1958÷60).