ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXIV.

1917

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXVI.

1° SEMESTRE.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1917

è detto ora per il secondo, limitandoci a considerare il carbonio e l'azoto pirrolici, avremo:

$$\begin{array}{ccc} & \nearrow & (C_4N)\,CO \\ C_4N & & \text{nero di pirrolo} \\ \text{pirrolo} & \searrow & (C_4N)\,NO \\ & & \text{nero di nitrosopirrolo} \end{array}$$

Riprenderemo lo studio di questi prodotti appena le circostanze ce lo permetteranno.

Cristallografia. — *Sulla formazione di geminati.* Nota del Socio Carlo Viola.

La figura normale di un cristallo sottoposto ad accrescimento libero è determinata dalla legge di Curie [1], secondo la quale gli accrescimenti perpendicolari $p_1, p_2, p_3, \ldots p_r, \ldots p_n$ alle facce sono proporzionali direttamente alle rispettive costanti capillari $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \ldots \alpha_r, \ldots \alpha_n$, ossia

$$(1) \qquad p_1 : p_2 : p_3 : \ldots : p_r : \ldots : p_n = \alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 \ldots : \alpha_r : \ldots : \alpha_n .$$

Si moltiplichi termine a termine per le rispettive aree delle facce $s_1, s_2, s_3, \ldots s_r, \ldots s_n$, e si eseguisca la sommatoria sul contorno, si ottiene

$$(2) \qquad p_1 s_1 + p_2 s_2 + \cdots + p_r s_r + \cdots + p_n s_n = \\ = C \{ \alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \cdots + \alpha_r s_r + \cdots + \alpha_n s_n \} ,$$

essendo C una costante di proporzionalità.

Il membro a sinistra di quest'equazione non è che una quantità proporzionale al volume del cristallo, che diremo V; il membro a destra nella parentesi è la tensione o energia superficiale del cristallo, che diremo E_0, sicchè

$$(3) \qquad V = C E_0 .$$

Qui si intende E_0 l'energia minima possibile per dato volume V, essendo questa la condizione della legge di Curie; ossia per ogni accrescimento del cristallo il volume è proporzionale alla minima energia superficiale, non altrimenti si avrebbe equilibrio stabile di contatto fra la fase amorfa e il cristallo, come precisamente vogliono le condizioni, sulle quali si basa la legge delle fasi di Gibb.

[1] C. Viola, R. Accademia dei Lincei, 1916, Rendiconti, II, pag. 401.

Solamente nel caso, in cui il sistema si trovi in istato irriversibile, l'accrescimento del cristallo non avrà luogo secondo la legge di Curie, la figura di esso non sarà normale e l'eguaglianza (3) non potrà verificarsi. Io rilevai già un caso di anormalità nella figura del cristallo, forse la più importante, al quale diversi possono essere ricondotti; gli è quando facce a indici grandi prendono accrescimenti anormali e si sostituiscono a facce aventi costanti capillari piccole; e considerai le circostanze, che si possono avere per ristaurare simili anormalità, nel supposto che non vi sia variazione di energia interna. Ma aggiunsi ancora che il ristauro di cristalli anormali devonsi poter ottenere per mezzo di geminazioni.

Poniamo il caso semplicissimo che una sola delle facce del cristallo abbia assunto una estensione superiore a quella, che essa avrebbe, se la tensione superficiale fosse minima; ciò induce a indicare che qualcuna delle condizioni di equilibrio sia rotta. Fra tutte le facce $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \ldots \sigma_r \ldots \sigma_n$ che si verificano sul contorno del cristallo, sia precisamente la faccia σ_r quella che ha assunto un'area S_r maggiore della faccia s_r, che corrisponde alla costante capillare α_r; chiameremo S_r faccia o area anormale. Naturalmente se $S_r > s_r$, significa che l'accrescimento perpendicolare a σ_r è stato rallentato, ossia in luogo di p_r sia p'_r, essendo $p'_r < p_r$. Posto nella (2) $p'_r S_r$ in luogo di $p_r s_r$ e $\alpha_r S_r$ in luogo di $\alpha_r s_r$, avremo

$$(4) \qquad p_1 s_1 + p_2 s_2 + \cdots + p'_r S_r + \cdots + p_n s_n < \\ < C \{ \alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \cdots + \alpha_r S_r + \cdots + \alpha_n s_n \}.$$

Essendo la costante C rimasta la medesima; per le premesse fatte è evidente che in luogo dell'eguaglianza (2) si abbia la diseguaglianza (4).

Il membro a sinistra di essa è ancora sempre proporzionale al volume V del cristallo; la somma in parentesi del membro a destra è l'energia totale superficiale che diremo E, maggiore di E_0, sicchè

$$(5) \qquad V < CE.$$

Questo risultato dimostra che l'energia superficiale diviene proporzionale al volume V del cristallo nell'istante, in cui è minima. In questa elegante espressione è tradotta la legge di Curie, ovvero la legge di Hauy sulla razionalità degli indici semplici.

Se la perturbazione, causa dell'anormale accrescimento del cristallo, persiste, la figura rimarrà anormale; se essa sarà soppressa, il cristallo poco a poco si adatterà, come una massa pastosa sotto l'azione esclusiva della tensione superficiale per riprendere infine la figura normale, dissolvendosi in quelle direzioni, secondo le quali esso aveva troppo cresciuto, e sviluppandosi là dove aveva rallentato. Ma un altro fenomeno può contempo-

raneamente avvenire, che sulla faccia S_r troppo estesa (anormale) venga a posarsi e a crescere un secondo individuo, il quale come il precedente abbia avuto la corrispondente faccia S'_r troppo sviluppata, persistendovi la medesima causa.

***

Consideriamo dunque due cristalli di sviluppo press'a poco eguale, i quali siano venuti a coprirsi con la comune faccia S_r dell'uno ed S'_r dell'altro, venendo così a diminuire la loro tensione superficiale comune in contatto con la fase amorfa, come precisamente farebbero due gocce sferiche perfettamente libere nel loro moto; la fusione di due gocce eguali in una avrebbe per risultato di ridurre la loro area sferica complessiva a circa $\frac{4}{5}$, e in questo rapporto eziandio la tensione superficiale.

Scriveremo per il secondo cristallo una espressione analoga alla (4); le stesse lettere con apice indichino gli stessi oggetti e le corrispondenti costanti per questo cristallo, ossia:

$$(6) \qquad p'_1 s'_1 + p'_2 s'_2 + \cdots + p''_r S'_r + \cdots + p'_n s'_n <$$
$$< C \{ \alpha'_1 s'_1 + \alpha'_2 s'_2 + \cdots + \alpha'_r S'_r + \cdots + \alpha'_n s'_n \} .$$

Trattandosi di due cristalli perfettamente analoghi e di eguale sviluppo in tutte le loro parti, potremo considerare le rispettive distanze perpendicolari $p_1, p_2, p_3, \ldots$ eguali rispettivamente alle distanze $p'_1, p'_2, p'_3, \ldots$ e così dicasi delle aree e delle loro costanti capillari. Inoltre avvenendo il contatto di due individui nelle facce S_r e S'_r, sarà conveniente e necessario assumere su detta faccia il comune origine O, donde si computano gli accrescimenti. Sarà allora $p_r = p'_r = 0$, e la somma delle (4) e (6) ci darà

$$2 \{ p_1 s_1 + p_2 s_2 + p_3 s_3 + \cdots + p_n s_n \} <$$
$$< C2 \{ \alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \cdots + \alpha_n s_n \} + \alpha_r C [S_r + S'_r] .$$

Naturalmente il membro a sinistra è proporzionale al volume totale dei due cristalli; quello a destra senza la costante C è l'energia superficiale complessiva, che può variare come varia il binomio $\alpha_r(S_r + S'_r)$.

Tanto S_r di un cristallo quanto S'_r dell'altro si dividono in due parti, in quella di contatto e quella libera. La prima $(S_r)_1 = (S'_r)_1$ è la stessa per i due cristalli; la seconda $(S_r)_2$ e $(S'_r)_2$ è pure press'a poco la stessa, ritenendo che i due cristalli abbiano circa lo stesso sviluppo. Fra le aree $(S_r)_1$ e $(S'_r)_1$, essendo reciprocamente coperte, vi è una costante capillare α'_r, in generale diversa di α_r, la quale esprime il lavoro che è necessario spen-

dere per aumentare di una unità la superficie di contatto $(S_r)_1$, sicchè potremo scrivere

$$\alpha_r(S_r + S'_r) = 2\,\alpha'_r(S_r)_1 + 2\,\alpha_r(S_r)_2\,.$$

Rifacciamo ora le condizioni di equilibrio per una piccolissima variazione nelle singole aree del contorno del cristallo, supposto che questo rimanga in contatto con la fase amorfa senza sensibile aumento di volume. Per quello che si è precedentemente detto [1], le condizioni di equilibrio stabile saranno le seguenti:

$$(7)\qquad \begin{cases} \sum\limits_{i=1}^{i=n} p_i\,\delta s_i = 0\,, \\ \sum\limits_{i=1}^{i=n} \alpha_i\,\delta s_i + \alpha'_r\,\delta(S_r)_1 + \alpha_r\,\delta(S_r)_2 = 0\,; \end{cases}$$

dalle quali si ottiene in primo luogo la relazione che ripete la legge di Curie per ciascuno dei due cristalli in contatto, ossia:

$$(8)\qquad p_1 : p_2 : p_3 : \ldots : p_n = \alpha_1 : \alpha_2 : \alpha_3 : \ldots \alpha_n\,;$$

in secondo luogo esse forniscono ancora

$$(9)\qquad \alpha'_r\,\delta(S_r)_1 + \alpha_r\,\delta(S_r)_2 = 0\,,$$

che integrata dà precisamente

$$(9_a)\qquad \alpha'_r(S_r)_1 + \alpha_r(S_r)_2 = \text{costante}\,.$$

Se si considera l'accrescimento a partire dall'origine del cristallo geminato, questa costante è naturalmente zero; sicchè si potrà scrivere senz'altro, invece della (9_a), la condizione seguente da aggiungersi alle (8) per rendere minima la tensione superficiale per un dato volume:

$$(10)\qquad \alpha'_r(S_r)_1 + \alpha_r(S_r)_2 = 0\,.$$

Ma è da osservarsi che α'_r è quantità piccolissima e trascurabile; essa inoltre tende a zero, quando i due cristalli sono in tale contatto da ritenersi l'uno la continuazione dell'altro. La condizione di equilibrio (10) esprime che la parte di area $(S_r)_1$ di contatto deve essere grande, come all'opposto per l'area libera si dovrà avere

$$(11)\qquad (S_r)_2 = \text{minimo o zero.}$$

[1] C. Viola, R. Accademia dei Lincei. 1916, Rendiconti, II, pag. 401.

Affinchè la condizione (10) sia possibile, è necessario che per ogni aumento di $(S_r)_1$ corrisponda una adeguata diminuzione di $(S_r)_2$, il che è anche naturale. In ogni modo considerando i loro valori assoluti, la (10) esprime appunto la relazione

$$(12) \qquad (S_r)_1 : (S_r)_2 = \frac{1}{\alpha'_r} : \frac{1}{\alpha_r} ;$$

ossia l'area legata e l'area libera sono inversamente proporzionali alle rispettive costanti capillari.

Sarà precisamente $(S_r)_2 = 0$ e perciò $\alpha'_r = 0$ quando le rispettive aree S_r e S'_r dei due individui saranno identicamente ricoperte, il che sarà sempre realizzabile, ove i due cristalli siano in associazione parallela. Di più esse condizioni saranno soddisfatte eziandio nel caso, in cui i due individui si trovino in posizione emitropa; la quale si ottiene dalla prima, girando di 180° nel piano comune $S_r = S'_r$ uno dei due individui per rispetto all'altro.

La conclusione a cui si arriva in seguito a questi sviluppi, così si può riassumere:

L'equilibrio stabile di contatto fra più cristalli e la fase amorfa è raggiunto, quando essi si trovino sovrapposti in posizione di geminazione o in posizione parallela; posizioni che diremo brevemente di congiunzione.

Si intende da quanto è stato detto sopra, che la superficie di contatto o di associazione è una faccia, che ha subìto durante l'accrescimento degli individui uno sviluppo superiore a quello ad essa dovuto in forza della legge di Curie o di Hauy. Finchè infatti la cristallizzazione non sia perturbata, la figura che il cristallo conserva allo stato riversibile è normale; nè vi è ragione che in questo stato altri centri di cristallizzazione si formino. Il che vale:

Le figure anormali dei cristalli esclusivamente possono dar luogo a geminati.

*
* *

Passiamo ora ad esaminare il procedimento dinamico che si può immaginare avvenga nella formazione di un geminato.

A tal fine partiamo dal supposto che il centro di cristallizzazione di un secondo cristallo si formi sulla superficie anormale del primo, e che il secondo individuo inizi il suo accrescimento in modo affatto arbitrario, ma tale che le superficie S_r e S'_r siano in contatto.

Se le superfice anormali legate S_r ed S'_r si coprano identicamente, come avviene in una delle due posizioni di congiunzione, l'energia superficiale raggiungerà un minimo, e l'equilibrio sarà stabile. Ogni posizione intermedia corrisponderà ad energia superficiale maggiore della minima, e l'equilibrio

sarà rotto. Nondimeno fra tutte le possibili posizioni intermedie, vi è una per la quale l'energia superficiale è massima, quando cioè

$$(S_r)_2 = \text{massimo}$$

compatibilmente con la legge di Curie per i due individui.

Questa speciale posizione intermedia, che chiameremo di *quadratura* si ottiene naturalmente, girando uno dei due individui per rispetto all'altro nel piano comune S_r dell'angolo di 90° a partire da una delle due posizieni di congiunzione. Si comprende che la posizione di quadratura non è altro che una posizione di *equilibrio instabile*; se i due individui uscissero da essa, anche di pochissimo, si troverebbero trasportati in una o nell'altra delle due posizioni di congiunzione o di stabilità. Possiamo così concludere:

Le posizioni di equilibrio di due individui identici sovrapposti secondo una superficie anormale sono tre: due di esse, dette di congiunzione, corrispondono ad equilibrio stabile o stato riversibile, la terza è di quadratura e corrisponde ad equilibrio instabile o stato irriversibile.

Nella meccanica è comune il caso di incontrare un sistema in equilibrio stabile o instabile. Un pendolo p. es. nella sua posizione ordinaria col centro di gravità sotto al centro di sospensione si trova in equilibrio stabile, poichè spostato da essa di poco o di molto, ritorna nella sua posizione primitiva. All'incontro un pendolo capovolto col centro di gravità verticalmente sopra al centro di sospensione si trova in equilibrio instabile; poichè spostato di pochissimo da essa posizione, continua il suo moto fino a raggiungere la posizione stabile. Analogo stato di cose si avverte precisamente fra due cristalli aventi una faccia di contatto: che essi tendono ad assumere una delle due posizioni di equilibrio stabile, anche allorquando si trovino nella posizione di equilibrio instabile, purchè per una qualunque ragione siano levati da essa anche di pochissimo. È chiaro che teoricamente i due cristalli raggiungerebbero la posizione instabile in un tempo infinito, sempre che le condizioni siano a tal fine favorevoli.

Fra tutte le infinite posizioni che due cristalli in contatto possono avere fra di loro, le più probabili sono certamente le posizioni intermedie perchè frequenti; la meno probabile è quella corrispondente ad equilibrio instabile. Le posizioni di equilibrio stabile sono solamente due, epperò sono molto meno probabili che tutte le posizioni intermedie prese insieme; ma poichè ogni posizione intermedia deve alla fine risolversi in una posizione di congiunzione, queste ultime dovranno più facilmente ripetersi in natura, purchè ci sia il tempo sufficiente per la risoluzione e la successiva ricristallizzazione in modo che ad ogni istante la deformazione sposti i due individui l'uno per rispetto all'altro di un angolo sia pure piccolissimo.

Raggiunta una volta la congiunzione nei due individui, l'accrescimento del geminato può continuare imperturbato in relazione con la legge di Curie.

Solamente in seguito ad un secondo accrescimento anormale si può formare un terzo individuo, e poi un quarto e così via, ripetendosi la stessa legge di geminazione, se le stesse circostanze causanti le anormalità si ripetano identicamente.

***

La ripetizione della stessa geminazione innumerevoli volte sarà oltremodo poco probabile per non dire impossibile, poichè è quasi impossibile che le identiche condizioni si rinnovino innumerevoli volte. Per questa ragione si deve presumere che i poligeminati e le mimesie, come si osservano bellissime in varî cristalli tipici, quali la leucite, l'analcime, i granati, i feldispati triclini e monoclini, la boracite, alcune cloriti ecc. ecc. devono avere un'altra origine. L'ipotesi che più naturalmente si presenta è quella del polimorfismo.

Esaminiamo appunto una sostanza avente due modificazioni cristalline; per una data temperatura e pressione una modificazione passa bruscamente nell'altra. A causa di siffatta trasformazione la struttura del cristallo cambia, ma ne rimane la figura esterna. Facciamoci prima a considerare una data modificazione e la figura normale a lei propria. Siano $p_1, p_2, p_3, \ldots p_n$ le distanze perpendicolari di accrescimento computate da un'origine O delle facce di essa $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \ldots \sigma_n$, le cui aree siano rispettivamente $s_1, s_2, s_3, \ldots s_n$ e le rispettive costanti capillari $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \ldots \alpha_n$. Ammesso l'equilibrio stabile, come si è detto, e quindi lo stato riversibile si avrà

$$(13) \qquad p_1 s_1 + p_2 s_2 + p_3 s_3 + \cdots + p_n s_n = \\ = C \{ \alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \alpha_3 s_3 + \cdots + \alpha_n s_n \},$$

essendo C la costante di proporzionalità.

Consideriamo ora la seconda modificazione della stessa sostanza, che come si è detto, avviene a una data temperatura e pressione e per un certo consumo o produzione di calore. Posto ciò, il membro a sinistra della (13), rappresentante il volume totale del cristallo non subisce alcuna variazione.

Ma ognuna delle facce $s_1, s_2, s_3, \ldots s_n$ si scomporrà in generale in parecchie. La area s_1 p. es. avente la costante capillare α_1 si scomporrà in $s_1', s_1'', s_1''', \ldots$ con le rispettive costanti capillari $\alpha_1', \alpha_1'', \alpha_1''', \ldots$; l'area s_2 analogamente si scomporrà in $s_2', s_2'', s_2''', \ldots$ con le rispettive costanti capillari $\alpha_2', \alpha_2'', \alpha_2''', \ldots$ e cosi via, la area s_n si scomporrà nelle aree parziali $s_n', s_n'', s_n''', \ldots$ con le rispettive costanti capillari $\alpha_n', \alpha_n'', \alpha_n''', \ldots$ Durante una siffatta trasformazione il processo può essere riversibile, p. es. se il consumo di calore di trasformazione venga riguadagnato identicamente nella

trasformazione inversa, alla stessa temperatura e pressione. Posto ciò, potremo stabilire la condizione seguente:

$$(14)\quad p_1 s_1 + p_2 s_2 + p_3 s_3 + \cdots + p_n s_n = C \left\{ \begin{array}{l} \alpha'_1 s'_1 + \alpha''_1 s''_1 + \alpha'''_1 s'''_1 + \cdots \\ + \alpha'_2 s'_2 + \alpha''_2 s''_2 + \alpha'''_2 s'''_2 + \cdots \\ + \alpha'_3 s'_3 + \alpha''_3 s''_3 + \alpha'''_3 s'''_3 + \cdots \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ + \alpha'_n s'_n + \alpha''_n s''_n + \alpha'''_n s'''_n + \cdots \end{array} \right\}$$

Dal confronto delle (13) e (14) si ottiene:

$$(15)\quad \alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2 + \alpha_3 s_3 + \cdots + \alpha_n s_n = \left\{ \begin{array}{l} \alpha'_1 s'_1 + \alpha''_1 s''_1 + \alpha'''_1 s'''_1 + \cdots \\ + \alpha'_2 s'_2 + \alpha'_2 s''_2 + \alpha''_2 s'''_2 + \cdots \\ + \alpha'_3 s'_3 + \alpha''_3 s''_3 + \alpha'''_3 s'''_3 + \cdots \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ + \alpha'_n s'_n + \alpha''_n s''_n + \alpha'''_n s'''_n + \cdots \end{array} \right\}$$

E poichè in realtà $s_1, s_2, s_3, \ldots s_n$ sono fra loro indipendenti, come è indipendente ogni gruppo di aree della seconda modificazione cristallina della sostanza corrispondente ad una faccia della prima modificazione, la (15) si scinde nelle seguenti:

$$(16)\quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 s_1 = \alpha'_1 s'_1 + \alpha''_1 s''_1 + \alpha'''_1 s'''_1 + \cdots \\ \alpha_2 s_2 = \alpha'_2 s'_2 + \alpha''_2 s''_2 + \alpha'''_2 s'''_2 + \cdots \\ \alpha_3 s_3 = \alpha'_3 s'_3 + \alpha''_3 s''_3 + \alpha'''_3 s'''_3 + \cdots \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ \alpha_n s_n = \alpha'_n s'_n + \alpha''_n s''_n + \alpha'''_n s'''_n + \cdots \end{array} \right.$$

Vale a dire: ogni faccia del cristallo appartenente alla prima modificazione della sostanza rimane luogo di facce del cristallo appartenente alla seconda modificazione. E precisamente:

Avvenendo il passaggio di una modificazione in altra di una sostanza polimorfa, la scomposizione di una e qualsiasi faccia di quella in più facce della seconda modificazione si opera in guisa che la tensione superficiale relativa ad essa faccia è eguale alla somma delle tensioni superficiali delle facce parziali, in cui essa si scompone.

Con ciò risulterà nella seconda modificazione un poligeminato adattabile alla figura della prima modificazione, le cui leggi di geminazione saranno ripetute identicamente innumerevoli volte.

Può avvenire come caso speciale che una faccia della prima modificazione non si scomponga in faccette parziali della seconda modificazione, quando la costante capillare di essa faccia della prima modificazione sia identica a quella della seconda modificazione. In tal caso speciale le due

modificazioni, come nei feldispati hanno una faccia comune della stessa densità — e le innumerevoli geminazioni hanno per faccia di associazione la faccia della stessa densità.

Riassumendo ora i due sviluppi secondo i quali si possono formare i geminati e i poligeminati, l'uno in base alla trasformazione della fase amorfa in fase cristallina, l'altro in base alla trasformazione di due modificazioni cristalline, l'una nell'altra, della stessa sostanza dimorfa, vien fatto di pensare che un poligeminato o un cristallo cosiddetto mimetico altro non può rappresentare che una modificazione di una sostanza dimorfa ancorchè non ne sia dimostrato il dimorfismo, o brevemente:

Un poligeminato finissimo o un cristallo mimetico è sempre una modificazione di una sostanza dimorfa.

Per diversi cristalli questa legge è dimostrata p. es. la leucite, la boracite, alcune zeoliti ecc.; per altre sostanze questa legge è supposta p. es. il microclino, l'ortoclasio, ecc.

Matematica. — *Sul principio di Huygens in un campo elettromagnetico.* Nota del Corrispondente O. Tedone.

1. In questa Nota vogliamo dare una dimostrazione semplice e diretta delle formole che esprimono il principio di Huygens in un campo elettromagnetico nella credenza che una tale dimostrazione possa interessare i cultori della fisica teorica.

Il nostro campo elettromagnetico esista in un dielettrico omogeneo ed isotropo, di cui indichiamo con ε e μ la costante dielettrica e la permeabilità magnetica. Richiamando, quindi, notazioni già altra volta adoperate, indichiamo, pure, con $\mathfrak{E}$ ed $\mathfrak{H}$ la forza elettrica e la forza magnetica, con c la velocità della luce nel vuoto e con $C = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ la velocità della luce nell'interno del dielettrico considerato. Con queste notazioni le equazioni di Maxwell del campo elettromagnetico, all'interno del dielettrico stesso, si scrivono

$$(1) \qquad \varepsilon \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \mathfrak{H} \quad , \quad \mu \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = - c \operatorname{rot} \mathfrak{E} \, .$$

Sia, ora, σ una superficie fissa, chiusa e regolare compresa nel nostro campo, limitante una regione S di spazio, all'interno della quale $\mathfrak{E}$ ed $\mathfrak{H}$, come funzioni delle coordinate ξ, η, ζ di un punto variabile e del tempo t, sieno regolari e soddisfino alle equazioni (1), e sia $\mathfrak{n}$ un vettore unitario normale a σ diretto verso l'interno di S. Se, allora, x, y, z sono le coordinate di un punto fisso, interno ad S, e poniamo

$$(2) \qquad r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} \, ,$$