

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXI.

1914

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXIII.

2° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1914

Fisica. — *I circuiti superconduttori di Kamerlingh Onnes, e la teoria del magnetismo secondo Ampère.* Nota del prof. LUIGI PUCCIANI, presentata dal Socio ANTONIO RÒITI.

I. — Il meraviglioso esperimento con cui Kamerlingh Onnes ottenne la permanenza, in un solenoide raffreddato, di una corrente elettrica, senza forza elettromotrice, costituisce anche la fabbricazione reale del *magnete di Ampère*. E tenendo presente che le recenti teorie dei *corpi magnetici* sono in sostanza determinazioni della teoria *elettrodinamica del magnetismo*, mi pare che ormai, per lo stesso *studio fondamentale* del campo e delle azioni magnetiche ed elettromagnetiche, il meglio che si possa fare sia un ritorno ad Ampère.

I vantaggi che se ne ottengono dal punto di vista logico faranno argomento di una prossima pubblicazione, più estesa e diffusa; la presente comunicazione è un semplice saggio.

In questa è da prima dimostrato un teorema su i circuiti di resistenza nulla percorsi da una corrente elettrica che persiste indefinitamente, i quali per brevità chiamerò circuiti di K. Onnes; teorema non legato ad alcuna ipotesi circa la natura del magnetismo. Quindi, adottata la ipotesi elettrodinamica (o delle correnti di Ampère), sono trattate le azioni mutue

- 1°) di due circuiti elettrici ordinari;
- 2°) di un circuito ordinario con uno di K. Onnes;
- 3°) di due circuiti di K. Onnes;

e si dimostra che la dipendenza dal mezzo ambiente di queste azioni, segue le leggi note rispettivamente per le *azioni elettrodinamiche* (proporzionalità diretta all'induttività magnetica del mezzo), *elettromagnetiche* (indipendenza dall'induttività) e *magnetiche* (proporzionalità inversa all'induttività). Cosicché i circuiti di K. Onnes figurano, nella teoria elettrodinamica, come vere calamite.

II. — Per non intralciare l'esposizione, che conviene sia concisa, anzi sommaria, è bene fare subito le seguenti avvertenze: in primo luogo, che per il coefficiente di autinduzione ho adottato la notazione $\Lambda, = L \mu_1$ (cioè il prodotto del coefficiente puramente geometrico L per l'induttività del mezzo riferita al vuoto μ_1); in secondo luogo, che le quantità vettoriali magnetiche non possono mantenere, nella teoria elettrodinamica del magnetismo, il significato e la denominazione che hanno nella teoria comune, cosicché alcuni enunciati della seconda parte di questa Nota potrebbero sembrare, a chi ciò non tenesse presente, errori grossolani.

III. *Lemma.* — Consideriamo un circuito ordinario immerso in un mezzo di induttività μ_1 e avente il coefficiente di induzione $\Lambda_1 = L \mu_1$, nel quale sia da un opportuno elettromotore mantenuta *sempre costante* una corrente di intensità i ; e immaginiamo che esso passi dal mezzo di induttività μ_1 al mezzo di induttività μ_2 in un modo qualsiasi.

Calcoliamo il relativo lavoro meccanico eseguito dalle forze elettromagnetiche.

Nel passaggio, la variazione del coefficiente di autinduzione da $\Lambda_1 = L \mu_1$ a $\Lambda_2 = L \mu_2$ sarà continua (per quanto nelle configurazioni intermedie Λ non abbia più tale semplice espressione, per essere il mezzo circostante non più omogeneo), e nel tempuscolo dt si avrà la variazione, pure infinitesima, $d\Lambda$; cosicchè

$$\varepsilon = -i \frac{d\Lambda}{dt}$$

sarà il valore istantaneo della forza elettromotrice indotta; e, integrando,

$$\int \varepsilon dt = - \int i d\Lambda,$$

e se l'integrazione si estende al passaggio completo,

$$\int \varepsilon dt = -i(\Lambda_2 - \Lambda_1) = -Li(\mu_2 - \mu_1),$$

la quale, cambiando segno ad ambo i membri e moltiplicandoli per i costante, diviene

$$\int i(-\varepsilon) dt = i^2(\Lambda_2 - \Lambda_1) = Li^2(\mu_2 - \mu_1).$$

Di cui il primo membro esprime l'energia fornita in più dall'elettromotore in causa del passaggio (risulta positivo se ε ha il segno opposto di i , cioè se la forza elettromotrice indotta si oppone alla corrente), e il secondo membro è il doppio della variazione che nel passaggio risente l'energia intrinseca della corrente.

Una metà dunque di questo eccesso di energia fornito dall'elettromotore non va trasformato in energia intrinseca, e quindi non può che equivalere al lavoro meccanico delle forze elettromagnetiche nel passaggio: lavoro meccanico che avrà dunque il valore

$$\frac{1}{2} i^2(\Lambda_2 - \Lambda_1) = \frac{1}{2} Li^2(\mu_2 - \mu_1),$$

e risulterà positivo, cioè motore, se è $\mu_2 > \mu_1$ (caso del succhiamento di un corpo più fortemente magnetico del mezzo ambiente); negativo, cioè resistente, se è $\mu_2 < \mu_1$.

Teorema. — Consideriamo ora un simile passaggio per un circuito di K. Onnes, e cerchiamo la variazione che per effetto di induzione ne risentirà la corrente che lo percorre.

Cominciamo da una variazione infinitesima $d\Lambda$ del coefficiente di autinduzione, cui corrisponderà la variazione incognita di per l'intensità della corrente. Osserviamo che, la variazione dell'energia intrinseca risulterà espressa da

$$dE = d\left(\frac{1}{2} \Lambda i^2\right) = \Lambda i di + \frac{1}{2} i^2 d\Lambda$$

che, sommata al lavoro meccanico eseguito dalle forze elettromagnetiche — il quale si può sempre considerare come una variazione di energia di posizione puramente meccanica (per es., sollevamento se motore, abbassamento se resistente di un peso acconciamente congegnato al circuito) — dovrà dare la totale variazione di energia del sistema completo ovvero isolato, cioè zero:

$$0 = \Lambda i di + \frac{1}{2} i^2 d\Lambda + \frac{1}{2} i^2 d\Lambda = \Lambda i di + i^2 d\Lambda$$

da cui, riducendo,

$$\Lambda di + i d\Lambda = d(i\Lambda) = 0$$

e, integrando:

$$i\Lambda = \text{costante}$$

ovvero:

$$i\mu = \text{costante.}$$

E a parole: *Se un circuito di K. Onnes si immerge successivamente in mezzi ambienti diversi, la intensità della corrente che lo percorre acquista, in ciascuno di essi, valori inversamente proporzionali alle rispettive induttività.*

Ciò riesce indipendente da qualsiasi ipotesi sulla natura del magnetismo, perchè si è dedotto dalle leggi dell'induzione e dall'espressione dell'energia intrinseca, che sono verità sperimentali.

IV. — E ora entriamo nei concetti della teoria elettrodinamica del magnetismo. Ciò vale a dire, ci fondiamo sulle leggi elettrodinamiche (azioni di Ampère e fenomeni di induzione prodotti da correnti) nello spazio libero di materia ponderabile; escludiamo dalle nostre ipotesi i poli o masse magnetiche permanenti o temporanee: cioè, non solo il *magnetismo vero* (escluso anche dalla teoria comune), ma anche il *magnetismo libero*; come unico mezzo di produrre e di misurare il campo magnetico consideriamo la corrente elettrica. Per spiegare poi le proprietà magnetiche dei corpi, facciamo la seguente ipotesi:

In ogni mezzo materiale esistono correnti elettriche (sulla cui natura non è qui necessario di fare alcuna ipotesi), le quali, se il mezzo non è magnetizzato, sono distribuite con tale disordine, che con una qualunque linea chiusa di dimensioni finite, è concatenata una intensità di corrente risultante nulla.

Ma quando nel mezzo si trovi un circuito percorso da una corrente elettrica, che diremo *magnetizzante*, la quale per se stessa produce un campo magnetico (campo della *forza magnetizzante* H), allora le correnti del mezzo risentiranno una variazione nel loro andamento, in modo che colle linee di flusso del vettore H (che sono chiuse) sarà concatenata una intensità non altrimenti nulla, cioè la risultante delle correnti di Ampère. Queste produrranno così un nuovo campo magnetico H_A (sempre solenoidale), che si comporrà con quello H .

Intorno al vettore H_A facciamo l'ipotesi (escludendo da questa trattazione i mezzi anisotropi e i ferromagnetici) che esso, in uno stesso mezzo, omogeneo, sia, per grandezza, proporzionale a H , e parallelo ad esso; e, quanto al suo verso positivo, che possa essere: 1° l'opposto di quello di H (mezzo diamagnetico, correnti di Ampère inverse della magnetizzante); 2° lo stesso di H (mezzo paramagnetico, correnti di Ampère concordi con la magnetizzante).

Indichiamo con

$$B = H + H_A$$

la *forza magnetica* operante nel mezzo, risultante anzi somma della forza magnetizzante e della forza magnetica delle correnti di Ampère; e poniamo ancora

$$B = \mu H$$

che definisce μ come un numero costante caratteristico del mezzo (< 1 se questo è diamagnetico; > 1 se è paramagnetico), che chiameremo *induttività del mezzo*.

V. — Tale definizione ci impegna a dimostrare subito, che questo μ e quello considerato prima sono la stessa cosa. Per far ciò, basta calcolare, in base all'ipotesi elettrodinamica ora posta, l'energia intrinseca di una corrente elettrica che percorre un circuito immerso nel mezzo di induttività μ , e ritrovare la stessa espressione di prima.

Sia L il coefficiente di autinduzione del circuito nel vuoto; il flusso della *forza magnetica* B concatenato con esso, quando è percorso dalla corrente di intensità i , sarà Li , finchè esso rimane nel vuoto ove, essendo $\mu = 1$, è $B = H$; esso diverrà $L\mu i$, se il circuito colla stessa corrente venga immerso nel mezzo di induttività μ . Un aumento di della intensità porta un aumento $L\mu di$ del flusso di *forza magnetica* concatenato: e quindi una forza elettromotrice,

$$\varepsilon = - L\mu \frac{di}{dt}$$

essendo dt il tempuscolo in cui la variazione si compie.

Il lavoro elettrico corrispondente, il quale sarà fornito dall'elettromotore, avrà l'espressione

$$- \varepsilon i dt = L \mu i di$$

che, integrata da zero al valore definitivo della intensità (il quale indicherò pure con i), dà il lavoro totale eseguito per il suo stabilirsi, cioè l'energia intrinseca della corrente

$$\frac{1}{2} L \mu i^2;$$

dunque μ ha ora lo stesso significato che nel precedente *teorema* (III).

VI. — Consideriamo ora due circuiti elettrici ordinari, cioè percorsi da correnti di intensità mantenuta invariabile: l'intensità del campo di forza magnetica, prodotto da una di esse, risulterà proporzionale all'induttività del mezzo ambiente e così sarà anche delle forze che ne risente l'altro circuito. Si ritrova cioè, nel modo più naturale, la nota legge: *le azioni elettrodinamiche sono direttamente proporzionali all'induttività del mezzo ambiente.*

Ma se si tratta di un circuito elettrico ordinario, con un circuito di K. Onnes, è manifesto che nel passaggio dal vuoto al mezzo di induttività μ l'intensità del campo prodotto dal primo (in cui la corrente resta invariata) risulta moltiplicata per μ , mentre l'intensità della corrente circolante nel secondo risulta divisa per μ (*teorema precedente*): cosicchè, infine, *le azioni mutue di circuiti ordinari con circuiti di K. Onnes sono indipendenti dalla induttività del mezzo.*

Ciò torna a dire che il circuito di K. Onnes risente un'azione che, qualunque sia il mezzo, è determinata dalla sola *forza magnetizzante*; oppure che il *campo magnetico* prodotto da un circuito di K. Onnes non muta di intensità nel passaggio da un mezzo ad un altro.

E subito ne discende che l'azione sopra un secondo circuito di K. Onnes, dovendo essere proporzionale all'intensità di corrente che vi circola nel passaggio dal vuoto al mezzo di induttività μ , risulterà cambiata nel rapporto $1/\mu$; cioè che *l'azione mutua di due circuiti di K. Onnes è inversamente proporzionale all'induttività del mezzo ambiente.*

I circuiti di K. Onnes, sotto questo aspetto, prendono le funzioni delle calamite; le quali non possono essere il punto di partenza, essendo naturalmente la mèta della teoria elettrodinamica del magnetismo.

VII. — Il lettore avrà osservato che io ho avuto cura di mantenere, per i due vettori del campo magnetico, le due notazioni sanzionate dall'uso: B e H.

Invero, la differenza della teoria elettrodinamica dalla teoria comunemente seguita, consiste nella interpretazione di questi due vettori. B è per la teoria comune, l'*induzione magnetica*, ed è la *forza magnetica* per la teoria elettrodinamica, la quale del resto non ha bisogno di definire un nuovo ente per la induzione. Il significato di *forza magnetica*, nella teoria comune, pertiene invece ad H, insieme con quello di *forza magnetizzante*; mentre la teoria elettrodinamica scinde questi due concetti, riservando ad H il solo significato di *forza magnetizzante*.