ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA NAZIONALE

DEI LINCEI

ANNO CCCXVIII.

1921

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXX.

2° Semestre.

ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1921

ripercuote nel parametro geometrico k. Possiamo anche dire che non è possibile per ora affermare dentro quali limiti nella realtà del fenomeno questo coefficiente si possa considerare come costante in modo assoluto.

Negli studî della *Società elvetica di Scienze naturali* sul ghiacciaio del Rodano si è verificata la fortunata circostanza che il ritiro del ghiacciaio ha messo a nudo dei profili per i quali in precedenza era stata determinata la velocità superficiale durante un certo periodo di anni. Valendoci di questi dati, e delle rappresentazioni che abbiamo studiato, ci proponiamo di ottenere delle nuove determinazioni del coefficiente d'attrito, e discutere nello stesso tempo della precisione che si può raggiungere coll'applicazione dei metodi proposti per la determinazione della profondità dei ghiacciai.

Fisica. — *Azione di un campo magnetico sul flusso di calore.* Nota del Socio O. M. Corbino [1].

La teoria elettronica di Lorentz sulla conducibilità dei metalli per il calore e per l'elettricità è stata estesa da R. Gans [2] per dedurne l'effetto dovuto all'azione di un campo magnetico e quindi la spiegazione dei fenomeni galvano e termomagnetici. Già il Gans applicò le sue formole al calcolo dell'effetto Hall, isotermo o adiabatico, e dell'effetto Ettingshausen; mentre il Koenisberger [3] più tardi ne deduceva la teoria dell'effetto Nernst e dell'effetto Righi. La corrispondenza coi fatti sperimentali è in generale malsicura; e in qualche caso, precisamente per l'effetto Ettingshausen, non si ha accordo con l'esperienza neanche per il segno del fenomeno. Una particolare semplicità acquistano le formole del Gans quando siano applicate a un disco circolare, riscaldato al centro, poichè vengono in tal caso a mancare il gradiente elettrico e il gradiente termico nel senso circolare. Per un piccolissimo quadrangolo del disco, compreso fra due raggi e due archi di cerchio vicini, identificando la direzione del raggio con l'asse delle ascisse x e quella dell'arco con la direzione dell'asse y si potrà perciò porre nelle formole di Gans, per l'accelerazione elettrica Y_1 nel senso y,

$$Y_1 = 0 ,$$

e porre inoltre eguali a zero tutte le derivate di tipo $\frac{\partial}{\partial y}$.

La funzione $f(\xi , \eta , \zeta)$ che denota la densità elettronica nel campo infinitesimo di velocità comprese fra ξ e $\xi + d\xi$; η e $\eta + d\eta$; ζ e $\zeta + d\zeta$,

(1) Presentata nella seduta del 3 giugno 1921.

(2) R. Gans, Ann. d. Phys. *20*, 293, a. 1906.

(3) Koenisberger, Phys. Zeitschr., p. 232, a. 1913; Id. Ann. d. Phys. *46*, 446; *47*, 566, a. 1915.

assume perciò la forma seguente, deducibile dalle formole (21) e (19) di Gans:

$$f(\xi, \eta, \zeta) = Ae^{-hr^2} + \xi F - Kl \frac{\eta}{r} F \tag{1}$$

dove il primo termine dà la distribuzione normale maxwelliana, e la funzione F è data da

$$F = \frac{F_{10}}{1 + \frac{K^2 l^2}{r^2}} = \frac{1}{1 + \frac{K^2 l^2}{r^2}} \frac{l}{r} e^{-hr^2} \left(2hAX_1 - \frac{\partial A}{\partial x} + r^2 A \frac{\partial h}{\partial x} \right)$$

mentre si ha

$$K = \frac{e}{m} H$$

dove e misura la carica elettrica dell'elettrone, m la sua massa ed H il campo magnetico.

Analogamente le formole finali (43') e (44') che dànno i flussi di corrente e di calore nel senso circolare cioè j_y e W_y, nella ipotesi di $E_y = 0$, $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$, e di $j_x = 0$, cioè di un disco riscaldato al centro ed elettricamente isolato, divengono, con delle facili trasformazioni,

$$j_y = -\frac{w}{2} \sigma_0 \sqrt{\pi} \frac{\alpha}{3e} \frac{\partial T}{\partial x} \frac{1 + w^2}{1 - w^2}$$

$$W_y = -\frac{1}{3} \left(\frac{\alpha}{e} \right)^2 T \frac{w \sigma_0}{2} \sqrt{\pi} \frac{\partial T}{\partial x} \left(\frac{1 + w^2}{1 - w^2} - 2 \right)$$

dove

$$w = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sigma_0 R_0 H$$

designando R_0 la costante limite dell'effetto Hall per campi debolissimi.

Come si vede da queste formole, al gradiente termico radiale $\frac{\partial T}{\partial x}$ corrisponde un sistema di correnti elettriche circolari, di densità j_y, e un flusso circolare di calore di intensità W_y. Essendo w una grandezza molto minore dell'unità, si riconosce dalle formole precedenti che j_y e W_y sono del medesimo segno, e poichè gli elettroni fluiscono in senso opposto alla corrente elettrica si ha questo risultato interessante:

Per effetto del campo magnetico attraverso a un semipiano radiale passano nei due sensi elettroni in numero diseguale, ciò che equivale al passaggio di una corrente elettrica; ma quelli che passano nel senso del minor numero trasportano globalmente, nonostante siano meno numerosi, una quan-

tità di energia cinetica maggiore. Si ha pertanto un sistema di correnti circolari, come ho trovato nella mia esperienza termomagnetica; ma insieme un flusso circolare di energia cinetica in senso opposto a quello del flusso elettronico. Considerando perciò uno di quei semipiani, poichè in un verso passa un numero maggiore di elettroni che nell'altro, ma quelli meno numerosi che passano in questo secondo senso portano una forza viva maggiore dei primi, che avverrà delle quantità di moto con le quali gli elettroni urtano nei due sensi contro gli atomi metallici che incontrano in quel piano? Solo se queste due quantità di moto sono diseguali potrà aversi un trascinamento meccanico della materia del metallo; trascinamento che appunto per tale causa ha luogo nella ruota di Barlow, quando cioè il flusso radiale è una corrente elettrica.

Per risolvere questo quesito occorre ricordare che attraverso a un centimetro quadrato di quel piano passano nel senso delle y positive un certo numero di elettroni animati da velocità diverse, e che a determinare l'impulso comunicato al metallo interviene la componente η della velocità.

Nel campo di velocità $d\lambda = d\xi\, d\eta\, d\zeta$ passano verso l'alto per il piano considerato, un numero di elettroni

$$\int_1 \eta f(\xi, \eta, \zeta)\, d\lambda$$

dove l'integrale è esteso al campo delle η positive; e di essi ogni gruppo avente la velocità η porta una quantità di moto $m|\eta|$, dove $|\eta|$ è il valore assoluto di η. Nel senso opposto passa un numero di elettroni

$$\int_2 \eta f(\xi\, \eta\, \zeta)\, d\lambda$$

esteso al campo delle η negative, e di essi ogni gruppo avente la velocità η porta la quantità di moto $m|\eta|$.

Si deduce che la differenza delle quantità di moto che traversano il piano nei due sensi è data da

$$Q = m \int |\eta|\, \eta f(\xi, \eta, \zeta)\, d\lambda$$

estese all'intero campo di velocità. Sostituendo a f il valore dato dalla (1) e osservando che l'integrale relativo al 1° termine è nullo, e che si ha inoltre

$$\int |\eta|\, \eta \xi \mathrm{F}\, d\lambda = 0$$

si ottiene

$$Q = - mkl \int |\eta|\, \eta^2 \frac{\mathrm{F}}{r}\, d\lambda\ .$$

Ora si dimostra facilmente che l'ultimo integrale è nullo, poichè F è funzione della sola r, e si ha inoltre:

$$\int \eta^2 \, \mathrm{F} \, d\lambda = \int \xi^2 \, \mathrm{F} \, d\lambda = 0$$

essendo nulla la corrente j_x nel senso x.

A un risultato analogo si giunge osservando che la forza globale esercitantesi nel senso y per effetto del campo su tutti gli elettroni in movimento, forza che si trasmetta alle molecole del metallo negli urti con le molecole, è nulla. Invero essa è data da $\int \mathrm{H} e \xi f \, d\lambda = \mathrm{H} e \int \xi f \, d\lambda$; e poichè $e \int \xi f \, d\lambda$ misura la corrente j_x nel senso x, che è nulla, sarà nulla anche la forza.

Giungiamo così al risultato che attraverso a quel semipiano radiale passano elettroni in maggior numero in un certo senso, una maggiore forza viva in senso opposto, e una eguale quantità di moto nei due sensi. Con ciò si giustifica la mancanza di ogni azione di trascinamento sul metallo che l'esperienza ha constatato.

Si noti a questo proposito che al solo flusso termico corrisponde nel caso di una sbarra sottoposta a una differenza di temperatura, un eccesso della quantità di moto nel senso del flusso termico, compensata da una reazione sulle basi; fenomeno che ha il suo analogo nella teoria cinetica dei gas quando questo è contenuto in una massa di materia solida spugnosa, o il gradiente termico è creato in un sistema di tubi sottilissimi (1). Nel caso nostro manca la reazione sulle basi, poichè il flusso circolare termico si chiude su sè stesso, senza differenze di temperatura, ciò che è senza precedenti nel fenomeno della conduzione termica. La compensazione delle quantità di moto avviene nonostante il flusso termico in un senso, per il maggior flusso elettronico in senso opposto.

Si potrebbe pertanto ritenere che la mancanza di un effetto di trascinamento sul metallo, cioè dell'analogo termico dell'effetto Oersted-Ampère, deriva da ciò che se son più numerosi gli elettroni che sono trascinati dal campo circolante in un verso, gli altri trascinati in senso opposto possiedono una maggiore forza viva, cosicchè avviene il compenso fra le quantità di moto corrispondenti.

Nessun'altra manifestazione potrebbe mettere in rilievo l'esistenza di questo singolare flusso vorticoso di energia cinetica; esso ci si rivela solo con la compensazione dell'effetto trascinatore che sarebbe dovuto a quegli elettroni che circolano in maggior numero in senso opposto; questi ultimi fanno constatare la loro esistenza come corrente elettrica circolare che rende il disco simile a una lamina magnetica.

(1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. *31*, 205, a. 1910.