

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

RENDICONTI

DELLE SEDUTE

DELLA REALE ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

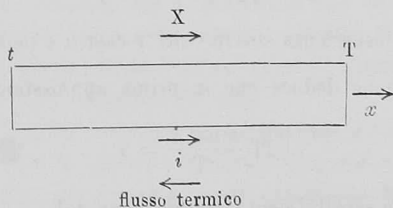
MEMORIE E NOTE DI SOCI

pervenute all'Accademia durante le ferie del 1921.

(Ogni Memoria o Nota porta a piè di pagina la data d'arrivo).

Fisica. — *Sulla teoria dell'effetto Thomson.* Nota del Socio
O. M. CORBINO ⁽¹⁾.

La spiegazione elettronica dell'effetto Thomson riconduce questo fenomeno alla sovrapposizione di due cause. Anzitutto, come conseguenza della diversa pressione elettronica fra i punti del metallo a diversa temperatura, si produrrebbe un afflusso di elettroni dai posti caldi ai posti freddi, e quindi un campo elettrico che ostacola l'ulteriore diffusione degli elettroni medesimi; il movimento della elettricità dovuto a una corrente elettrica che sia inviata nel metallo darà quindi luogo, per effetto di quel campo, a uno sviluppo o ad un assorbimento di calore che si sommerà algebricamente con quello dovuto all'effetto Joule. Inoltre gli elettroni, trasportati dalla corrente in senso opposto al senso di questa, passando da un punto dove la temperatura è $T + dT$ in un altro dove la temperatura è T , sviluppano nel secondo l'eccesso αdT della loro forza viva media rispetto al punto di arrivo.



⁽¹⁾ Pervenuta all'Accademia il 28 luglio 1921.

Per precisare le idee, nel caso della figura, scelto come senso positivo dell'asse x quello della corrente i , e detto X il campo elettrico dovuto alla diffusione, computato positivamente se è nel senso della freccia, la quantità di energia svolta per effetto Thomson dalla corrente i in uno strato di spessore dx cui corrisponde una variazione termica dT sarà

$$(1) \quad q = -\frac{i}{e} \alpha dT + iX dx.$$

Per valutare X si suole ragionare nel modo seguente (¹). Nello strato di spessore dx gli elettroni sono in equilibrio sotto l'azione del campo X e della differenza di pressione fra le basi; detto n il numero di elettroni per centimetro cubo, e supposta 1 l'area delle basi dello strato sarà

$$(2) \quad X n e dx - \frac{dp}{dx} dx = 0$$

cioè

$$X = \frac{1}{ne} \frac{dp}{dx} = \frac{1}{ne} \frac{dp}{dT} \frac{dT}{dx}$$

ma

$$p = \frac{2}{3} \alpha n T$$

perciò

$$(2') \quad X = \frac{1}{ne} \frac{2}{3} \alpha \frac{d(nT)}{dT} \frac{dT}{dx}.$$

Sostituendo nella (1) avremo

$$q = -\frac{i}{e} \alpha dT + \frac{i}{ne} \frac{2}{3} \alpha \frac{d(nT)}{dT} dT.$$

Detto μ il coefficiente dell'effetto Thomson, definito da

$$q = \mu i dT$$

si avrà perciò

$$(3) \quad \mu = -\frac{\alpha}{e} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d(nT)}{dT} \right) = -\frac{1}{3} \frac{\alpha}{e} \left(1 - 2T \frac{d \log n}{dT} \right).$$

Risultando poi dall'esperienza che in tutti i casi μ è molto piccolo rispetto al coefficiente $\frac{1}{3} \frac{\alpha}{e}$, se ne deduce che in prima approssimazione dev'essere

$$2T \frac{d \log n}{dT} = 1$$

e perciò che n deve sensibilmente variare come \sqrt{T} .

(¹) Per es. vedi E. Bloch, *La théorie électronique des métaux*, nel volume *Les idées modernes sur la constitution de la matière*, pag. 169.

A un risultato diverso si perviene se il campo X viene calcolato dalle formole di Lorentz ⁽¹⁾ anzichè col metodo sopra esposto.

Si ha infatti da quelle formole, nel caso che esista un flusso di calore ma non una corrente elettrica, che il campo (deducibile dalla accelerazione chiamata X da Lorentz) è dato da

$$X = \frac{m}{e} \frac{d \frac{1}{h}}{dx} + \frac{m}{2eh} \frac{d \log A}{dx}$$

e poichè

$$\frac{1}{h} = \frac{4 \alpha T}{3 m} , \quad A = N \sqrt{\frac{h^3}{\pi^3}}$$

si ottiene facilmente

$$(4) \quad X = \frac{1}{3} \frac{\alpha}{e} \frac{dT}{dx} \left(1 + 2T \frac{d \log N}{dT} \right)$$

mentre la formola (2) dà con gli stessi simboli

$$(5) \quad X = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \frac{dT}{dx} \left(1 + T \frac{d \log N}{dT} \right)$$

È naturale che i due diversi valori di X conducano a risultati diversi per il coefficiente μ , e quindi a una legge di dipendenza diversa fra W e T .

Giova ricercare l'origine della differenza che manifestano le formole (4) e (5) ricavate entrambe con ragionamenti apparentemente inattaccabili, e che non dipende, come potrebbe sembrare a prima vista, dal fatto che Lorentz nella sua teoria completa si riferisce alla distribuzione maxwelliana delle velocità. Entra invece in giuoco un'altra delle ipotesi di Lorentz, quella cioè che presuppone gli elettroni distribuiti fra gli atomi metallici praticamente immobili, e considera solo gli urti fra gli elettroni e quegli atomi immobili.

Questa ipotesi equivale ad assimilare lo stato degli elettroni nel metallo non, come si dice comunemente, a quello delle molecole di un gas nella ordinaria teoria cinetica, ma a quell'altro che avrebbe il gas in un recipiente che contenga un corpo pulverulento, cosicchè siano da considerare solo gli urti delle molecole contro i grossi granuli, praticamente fissi, della polvere e non quelli delle molecole fra loro.

Ora per un gas in tali circostanze, se sottoposto a un gradiente termico, non è più vera la nota condizione di equilibrio, che cioè la pressione è eguale in tutti i punti; vale invece come condizione di equilibrio l'altra paradossale che la pressione è in ogni punto proporzionale alla radice qua-

(1) H. A. Lorentz, *Theory of electrons*, pag. 273.

drata della temperatura assoluta. Ne risulta che la formola (2) è per tal caso inesatta, poichè la forza elettrica $X n e dx$ deve equilibrare non la differenza di pressione fra le basi dello strato, ma l'eccesso di questa sulla differenza di pressione che si avrebbe naturalmente se i centri non fossero elettrizzati.

Questa differenza di pressione di equilibrio anelettrico risulta dalle considerazioni di Knudsen; si ha invero

$$\frac{p + dp}{p} = \sqrt{\frac{T + dT}{T}}$$

e perciò

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{2} \frac{dT}{T}$$

da cui

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{2} \frac{p}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{1}{3} n \alpha \frac{dT}{dx}.$$

Questo gradiente naturale della pressione va sottratto da quello che si ha globalmente per la causa anzidetta e per lo stato elettrico dei centri; pertanto la (2) va modificata come segue

$$X e n = \frac{dp}{dx} - \frac{1}{3} n \alpha \frac{dT}{dx} = \frac{dp}{dT} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{3} n \alpha \frac{dT}{dx}.$$

Se ne deduce, poichè $p = \frac{2}{3} n \alpha T$,

$$(4) \quad X = \frac{\alpha}{3e} \left(1 + 2T \frac{d \log n}{dT} \right) \frac{dT}{dx}$$

cioè la stessa formola cui perviene Lorentz. Inversamente si può verificare che se nelle formole di Lorentz si pone eguale a zero la carica elettrica dei centri mobili, con che si realizza il caso di un gas distribuito in una massa pulverulenta, a un gradiente termico corrisponde una naturale disegualianza di pressione conforme alla relazione di Knudsen.

L'uso della (4) invece della (5) per il calcolo di μ dà

$$\mu = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \left(1 - T \frac{d \log n}{dT} \right)$$

e perciò se fosse μ piccolissimo rispetto al coefficiente $\frac{2}{3} \frac{\alpha}{e}$, si dovrebbe dedurne

$$T \frac{d \log n}{dT} = 1$$

e quindi un numero di elettroni proporzionale alla temperatura anzichè alla radice quadrata di questa. Ora è noto che questi criteri di deduzione della legge di variazione di n con T sono poco sicuri; è certo però che le notevoli variazioni, con la temperatura, del coefficiente di Hall, che è inversamente proporzionale a n secondo la teoria elettronica, non rendono improbabile un così rapido mutamento di n con T per i metalli a coefficiente Thomson molto piccolo.

Comunque premeva mettere in evidenza che la concezione del Lorentz conduce ad assimilare gli elettroni nel metallo a un gas in un corpo poroso, con tutti gli effetti anormali che ne dipendono, e dei quali bisogna tenere il debito conto.

Chimica applicata. — *Sulla presenza del manganese nella gomma greggia e sull'origine della peciosità* ⁽¹⁾. Nota del Corrisp. G. BRUNI e di C. PELIZZOLA ⁽²⁾.

È ben noto che nella gomma cruda si manifesta talvolta, durante la conservazione, un'alterazione per la quale essa si presenta molle, adesiva e in certi casi si trasforma addirittura in una massa vischiosa e quasi fluente.

Questa alterazione si presenta quasi esclusivamente nelle qualità inferiori di gomma, specialmente in quella che proviene dalle piantagioni sotto forma di *crèpe*, e particolarmente negli *scrap-crèpes* ed *earth crèpes*, ossia in quelli che sono preparati dalle porzioni di lattice che gocciolano sul tronco e per terra e i cui coaguli sono raccolti e lavorati a parte.

Questa alterazione viene chiamata dagli inglesi *tackiness* e dagli olandesi *pekkigheid*. Quest'ultima espressione indica la somiglianza esteriore colla pece; anche i francesi chiamano la gomma così alterata *caoutchouc poisson*. Noi seguiremo questo esempio chiamando *peciosa* la gomma alterata e *peciosità* il fenomeno.

Sulla natura del fenomeno si è molto discusso ed il problema non è ancora chiarito. È certo che esso è accompagnato da una ossidazione e da una depolimerizzazione; ma quale di questi due fatti sia il primario e quale il conseguente non è deciso.

Quanto all'origine si sono invocate le più svariate cause: azione di microrganismi, presenza di diversi agenti chimici, azione della luce ecc. Si è oggi generalmente concordi nel ritenere probabile che vi siano diversi tipi di peciosità determinati da cause diverse.

⁽¹⁾ Lavoro eseguito nel Laboratorio di Ricerche chimiche e chimico-fisiche della Società Italiana Pirelli, Milano.

⁽²⁾ Pervenuta all'Accademia il 19 luglio 1921.