

ATTI
DELLA
REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCIV.

1907

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XVI.

1° SEMESTRE.



ROMA

TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI

PROPRIETÀ DEL CAV. V. SALVIUCCI

1907

mento, o vago o ipotetico, dato a questa teoria dalle ipotesi di Pratt e di Faye, si sostituisce il fondamento fisico delle leggi dell'elasticità, adottate come vere in prima approssimazione. Abbiamo veduto come esse conducano naturalmente a conclusioni che, nelle linee generali, rispondono a fatti geologici. Abbiamo veduto di più (Mem. prec., § 4) come esse diano ragione, almeno in via approssimativa, di quel compenso fra le irregolarità superficiali di forma e le irregolarità profonde di densità che mantiene al Geoide con tanta approssimazione la sua forma ellissoidica. Nessun'altra teoria, nè quella della dilatazione di Mellard Reade, nè quella della contrazione di Dana, Suess e altri, si accorda con tale postulato necessario, perchè suppone la concentrazione di masse superficialmente corrugate su aree più ristrette, senza una corrispondente modificazione delle masse profonde.

Fisica. — *Ricerche ulteriori sopra la conducibilità termica a basse temperature* (¹). Nota del dott. PIETRO MACCHIA, presentata dal Corrispondente A. BATTELLI.

1. In una Nota precedente (²) ho mostrato come il metodo di Wiedemann e Franz per la misura della conducibilità relativa di sostanze diverse alla medesima temperatura, possa modificarsi in modo da fornirci anche il mezzo di confrontare le conducibilità d'una stessa sostanza a temperature differenti. In quella stessa Nota sono descritte diverse esperienze, tutte eseguite a temperature superiori a 0° C. Nella prima parte di questa seconda Nota mi propongo di descrivere brevemente alcune esperienze fatte a temperature più basse, e di confrontarle con le precedenti.

2. Queste nuove esperienze furono eseguite nella stessa maniera, sopra la medesima asta di piombo e con lo stesso apparecchio descritti nella Nota citata; l'estremo superiore dell'asta e l'ambiente di essa fu mantenuto alla temperatura di circa 15° mediante una corrente d'acqua, precisamente con la stessa disposizione usata nelle prime esperienze; l'unica differenza consisteva in ciò che il tubicino B (fig. 1 della Nota precedente), invece che nell'apparecchio riscaldante, veniva ora introdotto in un recipiente cilindrico di vetro uso Dewar riempito e rifornito frequentemente d'aria liquida.

In questa maniera, fatto il vuoto fino ai raggi catodici, la temperatura della sezione inferiore, 1, (v. fig. cit.) dell'asta si manteneva sufficientemente costante a circa — 94°, mentre la sezione superiore, 9, si manteneva a 12° circa.

(¹) Lavoro eseguito nell'Istituto di Fisica della R. Università di Pisa diretto dal Prof. A. Battelli.

(²) Rend. R. Acc. dei Lincei, Serie V, vol. XV, pag. 62 (1906).

Riferisco, come esempio, nelle tabelle seguenti i risultati di due serie di esperienze fatte ciascuna durante 3 o 4 ore, a partire dal momento in cui si è già stabilito lo stato stazionario delle temperature lungo l'asta.

In queste tabelle, simili a quelle della nota precedente, sono scritti nella prima colonna i numeri d'ordine delle sezioni dell'asta, di cui le temperature osservate per ogni serie di letture sono scritte nelle colonne seconda, terza e quarta; nella quinta ho riportato le medie, nella sesta gli eccessi t_n della temperatura ambiente su quella dell'asta, e nella penultima e nell'ultima colonna i quozienti $2r''$, $2p''$, relativi a tre sezioni dell'asta che sono rispettivamente ad intervalli di 50 mm. e di 100 mm.

TABELLA III.

Temperatura degli estremi: — 100° e + 15,4. Ambiente a 15,4.

	Temperature dell'asta			Medie	Eccessi t_n	$2r''$	$2p''$
						$\frac{t_{n-1} + t_{n+1}}{t_n}$	$\frac{t_{n-2} + t_{n+2}}{t_n}$
1	— 93,9	— 94,0	— 93,0	— 93,6	109,0	—	—
2	— 58,1	— 58,4	— 57,4	— 57,9	73,4	—	—
3	— 34,2	— 33,9	— 33,4	— 33,8	49,2	—	—
4	— 19,4	— 19,2	— 18,9	— 19,2	34,6	2,12	—
5	— 9,0	— 8,7	— 8,2	— 8,6	24,0	2,13	2,51
6	— 1,3	— 1,1	+ 1,0	— 1,1	16,5	2,13	2,50
7	+ 4,1	+ 4,3	+ 4,5	+ 4,3	11,1	2,11	2,48
8	+ 8,4	+ 8,5	+ 8,6	+ 8,5	6,9	2,11	—
9	+ 11,8	+ 12,1	+ 12,0	+ 11,9	3,5	—	—
	—	—	—	—	Medie	2,12	2,49

TABELLA IV.

Temperature degli estremi: — 100° e + 16,4. Ambiente a 16,4.

	Temperature dell'asta			Medie	Eccessi t_n	$2r''$	$2p''$
						$\frac{t_{n-1} + t_{n+1}}{t_n}$	$\frac{t_{n-2} + t_{n+2}}{t_n}$
1	— 94,0	— 94,2	— 94,1	— 94,1	110,5	—	—
2	— 58,4	— 58,8	— 58,6	— 58,6	75,0	—	—
3	— 34,1	— 34,7	— 34,4	— 34,4	50,8	—	—
4	— 19,4	— 19,8	— 19,6	— 19,6	36,0	2,12	—
5	— 4,6	— 9,2	— 8,9	— 8,9	25,3	2,12	2,48
6	— 1,1	— 1,6	— 1,4	— 1,4	17,8	2,10	2,45
7	+ 4,6	+ 4,2	+ 4,4	+ 4,4	12,0	2,11	2,44
8	+ 9,0	+ 8,7	+ 8,9	+ 8,9	7,6	2,11	—
9	+ 12,5	+ 12,4	+ 12,4	+ 12,4	3,9	—	—
	—	—	—	—	Medie	2,11	2,46

Nel calcolare le costanti $2r''$ e $2p''$ non ho tenuto conto delle sezioni 1 e 2 per le quali gli eccessi t_1 e t_2 superano anche i 60° C., ciò che non potrebbe permetterci di applicare la formola (5) della Nota citata, la quale può essere invece legittimamente applicata in tutta la porzione compresa fra le sezioni 3 e 9 per cui gli eccessi non superano nemmeno i 50° C. Le medie dei valori trovate per queste costanti sono in queste condizioni: $2r'' = 2.115$ e $2p'' = 2.476$.

3. I risultati così ottenuti in queste esperienze confrontiamoli ora per mezzo delle formole già trovate con quelli ottenuti nelle esperienze I, oppure nelle II precedenti, eseguite tutte come ho già detto sulla medesima asta di piombo, per dedurne poi i rapporti fra le conducibilità del piombo stesso alle diverse relative temperature. Il procedimento è in tutto simile a quello adoperato nella Nota citata e qui lo riassumerò brevemente.

Se k'' e h'' indicano rispettivamente i coefficienti medi di conducibilità interna ed esterna relativi alle presenti esperienze, quando si confrontino queste medesime con le esperienze I eseguite fra 15° e 100° con l'ambiente a 15° , adottando per queste ultime le indicazioni già usate, dalla (5) (Nota cit.) dovremo avere

$$\frac{k''}{k} \cdot \frac{h}{h''} = \frac{\log^2 (r + \sqrt{r^2 - 1})}{\log^2 (r'' + \sqrt{r''^2 - 1})} = \frac{\log^2 (p + \sqrt{p^2 - 1})}{\log^2 (p'' + \sqrt{p''^2 - 1})}.$$

Sostituendo i valori relativi otteniamo dai due quozienti rispettivamente: 1,368 e 1,378; cioè, in media,

$$(8) \quad \frac{k''}{k} \cdot \frac{h}{h''} = 1,373.$$

Troviamo allora nel solito modo il valore di $\frac{h}{h''}$. Se T'' indica la temperatura assoluta di una sezione compresa nella porzione 4-7 dell'asta e T''_0 la temperatura assoluta dell'ambiente nelle presenti esperienze, otteniamo, col procedimento già usato,

$$\frac{h}{h''} = \frac{T^3 + T^2 T_0 + T T_0^2 + T_0^3}{T''^3 + T''^2 T''_0 + T'' T''_0^2 + T''_0^3}.$$

Ponendo qui successivamente per T , T_0 e per T'' , T''_0 i valori, dedotti dalle esperienze I e dalle ultime, relativi alle sezioni 4, 5, 6 e 7, troviamo successivamente $\frac{h}{h''} = 1,234$; $= 1,184$; $= 1,161$; $= 1,162$; e quindi potremo porre

$$\frac{h}{h''} = 1,185.$$

Dalla (8) otteniamo allora il rapporto fra il coefficiente medio k'' di conducibilità fra le temperature di circa -35° e $+12^\circ$ ed il coefficiente k fra 16° e 70° circa, cioè

$$(9) \quad \frac{k''}{k} = 1,158 .$$

Confrontando invece nella stessa maniera le medesime presenti esperienze con le altre esperienze II con l'ambiente a 100° della Nota precedente; troveremo il rapporto $\frac{k''}{k'}$ fra il coefficiente k'' medesimo e il coefficiente medio k' fra le temperature di circa 60° e 100° ; cioè

$$\frac{k'' k'}{k' k''} = 2,759 ,$$

e

$$\frac{k'}{k''} = 2,344 ,$$

da cui

$$(10) \quad \frac{k''}{k'} = 1,177 .$$

Dividendo la (9) per la (10) ritroviamo naturalmente per $\frac{k}{k'}$ il valore 1,016 già trovato nella detta Nota.

4. Tentai poi di modificare la disposizione sperimentale in modo da poter giungere con questo metodo anche alla misura del coefficiente di conducibilità relativo fino alla temperatura dell'aria liquida. Tutto quanto il cilindro MN, il tubicino B compreso (fig. 1, Not. cit.) fu a questo scopo introdotto in un grande cilindro di vetro uso Dewar del diametro interno di 10 cm. e della lunghezza di 65 cm. In questo recipiente che veniva riempito e via via rifornito d'aria liquida, si poteva mantenere per un tempo assai lungo l'estremo inferiore dell'asta e tutto l'ambiente di essa alla temperatura di -183° C. circa.

In tali condizioni l'estremo superiore dell'asta doveva essere mantenuto ad una temperatura costante possibilmente non superiore a -80° circa; per la necessità che la legge di Newton fosse applicabile, per ogni singola esperienza a date temperature, agli intervalli di temperatura fra una porzione assai grande dell'asta e l'ambiente. Ma qui ho incontrato gravissime difficoltà pratiche nel fatto che tanto i miscugli frigoriferi di anidride carbonica solida e etere, o anidride carbonica solida e acetone, quanto le correnti frigorifere (come la corrente di etere di petrolio attraverso un serpentino immerso in uno dei miscugli suddetti, o immerso nel miscuglio di aria liquida e etere), non si mantenevano affatto a temperatura sufficientemente costante nell'intervallo di sette o otto ore in cui durava l'esperienza.

Quindi pur ripromettendomi di ritornare su questo metodo appena trovato in seguito il modo di preparare una grande quantità di un liquido che abbia il punto di ebollizione intorno a -80° , deliberai intanto di adoperare un'altro metodo per determinare il coefficiente di conducibilità del piombo alle bassissime temperature ⁽¹⁾.

5. Il nuovo metodo è fondato sulla misura diretta delle due quantità da cui dipende il coefficiente di conducibilità interno, cioè: la caduta di temperatura e la quantità di calore trasmesso nell'unità di tempo. Consideriamo un cilindro metallico PP' (v. fig. 2) di sezione s ; se manteniamo una delle sue basi, la base P , ad una temperatura costante qualunque superiore o inferiore alla temperatura ambiente, e se il cilindro stesso è supposto circondato da un involucro impenetrabile per il calore, dopo un certo tempo tutto il cilindro assumerà la temperatura uniforme della base P .

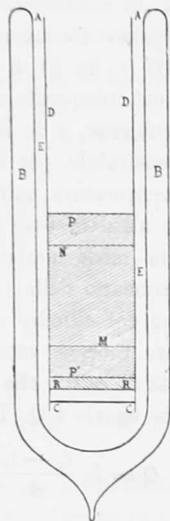
E se allora comunichiamo all'altra base P' in ogni unità di tempo, una quantità di calore, Q , nota, in modo uniforme e continuo, dopo un certo tempo si stabilirà lo stato stazionario delle temperature in tutto il cilindro, per modo che per ogni sezione del cilindro stesso passerà in tempi uguali la medesima quantità di calore. Cioè, se consideriamo due sezioni normali M ed N del cilindro, la quantità di calore che passa attraverso lo strato MN in un secondo sarà precisamente uguale a Q . Troviamo dunque subito

$$(1) \quad Q = ks \frac{t_1 - t_2}{d},$$

dove k è il coefficiente di conducibilità interno della sostanza data (che è lecito ammettere come costante essendo l'intervallo di temperatura $t_1 - t_2$ fra le due sezioni sempre piccolo); t_1 è la temperatura della sezione M , t_2 quella della sezione N e d la distanza fra le due sezioni stesse. Se possiamo dunque, in modo sufficientemente approssimato, realizzare le condizioni così definite; misurando, oltre Q , le due temperature t_1 e t_2 , la distanza d e il raggio del cilindro, possiamo da questa formola avere senz'altro k . Ora ci avviciniamo, in modo per il nostro caso sufficiente, alla condizione necessaria

⁽¹⁾ Non mi fermo qui sopra una Nota di W. Peck (Phil. Mag., vol IV, 1902) nella quale egli trova per mezzo delle funzioni di Bessel la soluzione rigorosa del problema della conducibilità in un'asta infinitamente lunga (tale, praticamente, cioè, che la radiazione all'estremità fredda sia trascurabile) e da questa soluzione deduce due condizioni a cui deve soddisfare la soluzione approssimata di Fourier per un'asta pure infinitamente lunga. Non mi pare che queste condizioni, o almeno una di esse, siano realmente necessarie per il caso delle esperienze di Wiedemann e Franz che non è quello di un'asta infinitamente lunga, e quindi non mi pare siano giuste le obiezioni che Peck fa contro quelle esperienze medesime; ma posso aggiungere in ogni caso che il piombo, date le dimensioni dell'asta, tanto nelle esperienze di Wiedemann e Franz quanto in queste mie, è appunto uno dei metalli che soddisfa a tutte e due le condizioni.

di avere il cilindro circondato da un involucro impenetrabile per il calore, valendoci della proprietà isolante in grado altissimo dei recipienti a doppia parete argentata uso Dewar, quando il vuoto sia spinto in essi al massimo possibile. Descriverò intanto l'apparecchio semplicissimo e la disposizione che mi ha servito a fare le esperienze, e poi darò una prova la quale confermerà che la precedente asserzione è giustificata.



6. Un cilindro PP' (fig. 2) dello stesso piombo puro di Kahlbaum di cui era fatta l'asta di tutte le esperienze precedenti, tornito con precisione, del diametro, di 32,85 mm. e della lunghezza di circa 7 cm. portava saldato circolarmente alla sua base superiore P un manicotto DD, dello stesso diametro che serviva a mantenere la base superiore P ad una temperatura costante vicinissima a quella di un liquido posto o fatto scorrere in esso. Per comunicare in modo uniforme una determinata quantità di calore alla base inferiore P' mi servii di correnti elettriche costanti con la seguente disposizione. La base stessa P' ben piattata era saldata accuratamente ad un disco di rame del diametro di 32,85 mm. e dell'altezza di circa 5 mm., ed a questo disco RR, per mezzo di tre sottili viti metalliche saldate ad esso e di apposite piccole madre viti di avorio, veniva fissato parallelamente alla base alla distanza di circa 2 mm., un anello circolare di avorio o di amianto, che portava dei fori all'estremità di corde parallele ed equidistanti; con questo mezzo distesi un filo di constantana di 0,2 mm., o di resistina di 0,1 mm. di diametro, sopra tutta l'area di un cerchio pure di 32,8 mm. di diametro, lungo corde parallele equidistanti di circa mm. 1,5,

in modo che i tratti paralleli uguali alle corde stesse, riscaldandosi, non si toccassero. La corrente era poi condotta agli estremi di questo filo di costantana, per mezzo di due grossi fili di rame di mm. 1,2, ben isolati e saldati a quegli estremi stessi.

Per la misura della potenza della corrente riscaldante e quindi della quantità di calore da essa sviluppato in un secondo determinavo l'intensità I per mezzo di un galvanometro in derivazione sopra una piccola resistenza e graduato con un voltmetro inserito nel circuito principale: e determinavo pure la differenza di potenziale, E , agli estremi del filo riscaldante, congiungendo questi estremi con una bussola di Wiedemann, in cui era inserita una resistenza di 100,000 Ohm., che quindi dava deviazioni proporzionali alla differenza di potenziale medesima. Per questa misura della potenza mi son valso, specialmente quando il filo riscaldante era di costantana, anche dell'altra formola $I^2 R$, avendo misurato esattamente la resistenza, R , del filo riscaldante stesso.

La caduta di temperatura veniva misurata determinando le temperature delle sezioni M ed N distanti di 38,52 mm. per mezzo ancora di coppie termo-elettriche perfettamente uguali fra loro, fatte con due fili uno di costantana e uno di rame di 0,2 mm. di diametro, e congiunte col solito galvanometro di Thomson. Una giuntura di ognuna di queste veniva saldata più o meno profondamente entro fori di circa 0,5 mm. di diametro praticati con cura nel cilindro corrispondentemente alle sezioni M ed N medesime. Due altre coppie di confronto, uguali a queste restavano sempre montate a parte, si graduavano via via nelle varie condizioni di temperatura relative alle diverse esperienze e si paragonavano con le prime.

Per completare la descrizione del semplice apparecchio, aggiungerò che i varii fili conduttori così necessari, molto bene isolati, venivano portati nella parte superiore AA attraverso la lana strettamente avvolta sui cilindri PP' e DD , e il tutto veniva introdotto con moderato sforzo in un ottimo recipiente cilindrico BB uso Dewar del diametro di 50 mm. e lungo 20 cm.. L'intercapedine EE veniva poi ancora più strettamente riempita di lana, e poi chiusa con mastice in AA .

7. Operando con un apparecchio così fatto sono due le cause d'errore a cui possiamo andare incontro: 1° Noi misuriamo il calore sviluppato nel filo riscaldante CC e ammettiamo che tutto quanto venga condotto solamente attraverso il cilindro fino al bagno superiore in DD : trascurando così la quantità di calore che può venir condotta pure nello stesso senso dalla lana dell'intercapedine EE , dalla parete di vetro e dal sottile strato di argento di questa parete stessa. Questo errore ci farebbe dunque mettere in calcolo una quantità di calore passante per il cilindro PP' , più grande di quella che vi passerebbe realmente. 2° L'altra causa d'errore dipende dall'imperfetto iso-

lamento che si può ottenere col recipiente BB: e in particolare dal fatto che noi trascuriamo la quantità di calore che può venire direttamente trasmessa attraverso il recipiente BB stesso, dall'interno all'esterno, o viceversa, a seconda che si operi a temperatura più alta o più bassa di quella dell'ambiente.

In quanto alla prima causa d'errore, facendo il computo in base alla loro conducibilità, per lo strato assai sottile di lana e di aria, per lo strato di vetro e per il sottilissimo strato d'argento, troviamo che la quantità di calore da essi complessivamente condotta è addirittura trascurabile, rispetto alla quantità di calore condotta dal grosso cilindro di piombo. Per poter giudicare della seconda causa d'errore feci la seguente esperienza: versai ripetutamente aria liquida in DD, e continuai a versarla via via anche dopo cessata l'ebollizione violenta. Intanto ponendo le giunture esterne delle coppie nell'aria liquida osservavo le deviazioni del galvanometro corrispondenti alle temperature acquistate dalle sezioni M ed N. Avendo cura che l'aria liquida in cui si ponevano le giunture esterne delle coppie fosse alla stessa temperatura di quella posta sopra la base P del cilindro, (la quale per l'ebollizione violenta aveva elevato di almeno 1 o 2 e anche di più gradi il proprio punto di ebollizione), e usando della sensibilità di circa sette divisioni per grado, osservai che stabilito l'equilibrio, ciò che avveniva in meno di un'ora, le due sezioni M ed N tanto al centro quanto alla periferia avevano acquistato, a meno di $\frac{1}{10}$, o di $\frac{1}{15}$ di grado, la temperatura medesima dell'aria liquida. Questo dimostra che la quantità di calore condotta attraverso il recipiente BB dall'esterno, non è sufficiente ad elevare sensibilmente la temperatura delle diverse sezioni del cilindro rispetto alla temperatura della sua base superiore P, nemmeno in questo caso, che può ben dirsi per le presenti esperienze estremo, in cui la differenza fra la temperatura esterna e quella del cilindro era almeno di circa 200 gradi; o in altre parole la conducibilità esterna di tutto l'apparecchio e a più forte ragione della parte al di sotto di M, è trascurabile rispetto a quella della massa di piombo. Cioè nella formola (1) potevo sicuramente porre per Q la

$$\frac{EI}{4,2}, \text{ oppure } \frac{I^2 R}{4,2}$$

8. Numerose esperienze furono eseguite alle diverse temperature, ponendo in DD del ghiaccio, oppure facendovi scorrere l'acqua a temperatura costante di 22-26 gradi o versandovi aria liquida; e adoperando correnti riscaldanti che variavano da $\frac{1}{2}$ a 1 ampere di intensità. La costanza delle temperature delle sezioni M, N, dopo raggiunto (in circa una mezz'ora) lo stato stazionario, era soddisfacentissima.

Riferisco i risultati avvertendo che le temperature sono la media di non meno di sei letture fatte successivamente a intervalli di una mezz'ora circa, e che risultarono concordanti a meno di $\frac{1}{5}$ di grado.

1^a ESPERIENZA: Temperatura superiore in DDP 0°.

Temperatura della sezione M $t_1 = 25^{\circ},8$ }
 " " " N $t_2 = 15^{\circ},2$ } medie di 6 letture.
 $t_1 - t_2 = 10^{\circ},6$

R = 9,25 Ω. I = 0,934 amp. Coeff. di conducibilità $k = 0,0818$.

2^a ESPERIENZA: Temperatura superiore 0°.

$t_1 = 7^{\circ},45$ }
 $t_2 = 3^{\circ},5$ } medie di 6 letture.
 $t_1 - t_2 = 3^{\circ},95$

R = 9,25 I = 0,568 $k = 0,0827$.

3^a ESPERIENZA: Temperatura superiore 22°.

$t_1 = 29^{\circ},5$ }
 $t_2 = 25^{\circ},5$ } medie di 6 letture.
 $4^{\circ},0$

R = 9,25 I = 0,568 $k = 0,0817$.

4^a ESPERIENZA: Temperatura superiore 22°.

$t_1 = 29^{\circ},0$ }
 $t_2 = 25^{\circ},0$ } medie di 9 letture.
 $4^{\circ},0$

R = 9,25 I = 0,568 $k = 0,0817$.

5^a ESPERIENZA: Temperatura superiore — 188°.

$t_1 = -181^{\circ},9$ }
 $t_2 = -185^{\circ}$ } medie di 4 letture.
 $t_1 - t_2 = 3^{\circ},1$

R = 9,25 I = 0,577 $k = 0,109$.

Nella seguente esperienza 6^a ho misurato direttamente la differenza di potenziale E, già accennata, agli estremi del filo riscaldante che è ancora di costantana come nelle precedenti:

6^a ESPERIENZA: Temperatura superiore 26°.

$t_1 = 44^{\circ},7$ }
 $t_2 = 34^{\circ},8$ } media di 9 letture.
 $t_1 - t_2 = 9^{\circ},9$

E = 7,961 volta I = 0,958 $k = 0,0843$.

In quest'altra esperienza 7^a a bassa temperatura in cui ho misurato pure la E, il filo riscaldante è di resistina di 0,1 mm. per ottenere una distribuzione di esso più uniforme, e una quantità di calore assai grande anche con una corrente di debole intensità.

7^a ESPERIENZA: Temperatura superiore — 190°.

$$\begin{array}{r} t_1 = -180^{\circ},6 \\ t_2 = -185^{\circ},1 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{r} t_1 \\ t_2 \end{array}} \right\} \text{media di 10 letture.}$$

$$t_1 - t_2 = \frac{\quad}{4^{\circ},5}$$

$$E = 7,938 \qquad I = 0,554 \qquad k = 0,107.$$

Se nelle prime cinque esperienze il valore di R può apparire un po' incerto poichè la temperatura che assume il filo riscaldante può essere troppo diversa da quella a cui la sua resistenza è stata determinata, tanto da dubitare che faccia sentire il suo effetto ad onta del piccolo coefficiente di temperatura; queste due ultime esperienze calcolate per mezzo della E tolgono questo dubbio, poichè la 6^a dà per k un valore abbastanza concordante con quelli ottenuti dalle prime quattro a temperature poco diverse; e la 7^a, a bassa temperatura, dà sensibilmente lo stesso valore già ottenuto dalla 5^a alle medesime temperature. Le altre esperienze da me eseguite, che per brevità qui non riferisco, sono ben concordanti con queste e non ne alterano le medie che sono, per il coefficiente di conducibilità fra le temperature di circa 4° e 45°: $k = 0,0825$ (valore che è perfettamente d'accordo coi valori già trovati con diversi metodi da molti sperimentatori); e per il coefficiente alla temperatura di — 183° circa: $k = 0,108$.

Come si vede la conducibilità del piombo cresce assai poco alle bassissime temperature, conformemente a quello che abbiamo già trovato col primo metodo per temperature più alte. Mentre secondo i risultati già riferiti di E. Giebe (v. Nota preced.) il rapporto fra il coefficiente di conducibilità del bismuto alla temperatura di — 183° e quello a 18° è: $\frac{0,0558}{0,0192} = 2,86$; per il rapporto analogo relativo al piombo per le temperature di — 183° e 25° troviamo: $\frac{0,108}{0,0825} = 1,31$.

9. La seguente tabella mette in evidenza la relazione che sussiste fra la conducibilità termica ed elettrica del piombo fino alle basse temperature. In essa sono scritti: nella prima colonna, le temperature, t , a cui sono misurati o calcolati i coefficienti di conducibilità termica, k , ed elettrica, κ , dati rispettivamente dalle colonne seconda e terza (in unità assolute); nella quarta colonna i rapporti $(k/\kappa)_t$ fra i valori di k e di κ alla medesima temperatura, mentre la quinta contiene i quozienti fra questi rap-

porti stessi e la corrispondente temperatura assoluta. Noto qui che il valore $k_{-12} = 0,0921$ è stato dedotto (come coefficiente medio fra -35° e $+12^\circ$) per mezzo delle relazioni (9) e (10) ottenute col primo metodo; e i coefficienti κ_{+25} e κ_{-12} sono dedotti, per mezzo dal coefficiente di temperatura assai ben conosciuto in questo intervallo (uguale a 0,0041), dal valore ottenuto a 0° da Dewar e Fleming (1) ($\kappa_0 = 4,91 \cdot 10^5$), i quali hanno pure trovato il valore $\kappa_{-183} = 16,6 \cdot 10^5$.

Temperatura t	Coeff. di conduc. termica k	Coeff. di conduc. elettrica $\kappa \cdot 10^5$	$(k/\kappa)_t$	$\left(\frac{k}{\kappa}\right)_t \cdot \frac{1}{t+273}$
+ 25°	0,0825	4,41	1871	6,3
- 12°	0,0921	5,15	1788	6,8
- 183°	0,1080	16,60	650	7,2

La quarta colonna di questa tabella indica che il rapporto $(k/\kappa)_t$ non si mantiene affatto costante per il piombo col diminuire della temperatura; ma, come mostra la quinta colonna, decresce, con approssimazione, proporzionalmente alla corrispondente temperatura assoluta, seguendo, cioè, assai da vicino la legge di Lorenz, per la quale $(k/\kappa)_t \cdot \frac{1}{t+273} = \text{cost}$: Notiamo tuttavia un leggero aumento di questa quantità col decrescere di t , aumento che non può essere interamente attribuito ad errori di osservazione, e che indicherebbe che al diminuire della temperatura l'aumento della conducibilità termica è, rispetto all'aumento della conducibilità elettrica, ancora leggermente maggiore di quello richiesto dalla legge di Lorenz. Tutto ciò, che è il contrario di quello che, secondo le esperienze di Giebe, avviene per il bismuto, è assai ben concordante con le esperienze fra 0° e 100° , di Lorenz (2) stesso, dai cui risultati si deduce per il piombo:

$$(k/\kappa)_{+100} \cdot \frac{1}{373} = 5,7, \text{ e: } (k/\kappa)_0 \cdot \frac{1}{273} = 6,0;$$

e anche con quelle più recenti di Jäger e Diesselhorst (3) pur esse estese fra 0° e 100° secondo le quali

$$(k/\kappa)_{+100} \cdot \frac{1}{373} = 6,0, \text{ e: } (k/\kappa)_{+18} \cdot \frac{1}{291} = 5,9.$$

(1) Dewar e Fleming, Proc. Roy. Soc., 60, 1896.

(2) L. Lorenz, Wied Ann. 13, 428, 1882.

(3) Wiss. Abh. d. Phys. Techn. Reichsanstalt, 3, 1900.