L'efficacia ed induzione del fascio s'accresce se prima di una nuova scarica lo si smagnetizza percuotendolo vigorosamente; e molto di più s'accresce invertendone il magnetismo, con l'invertire la scarica.

L'efficacia d'induzione del fascio sulla spirale è minima quando esso è nudo; cresce sensibilmente (da 172 a 242) se è avvolto con quattro mezzi fogli di stagnola; e diventa massima (400), se è inviluppato da due soli mezzi fogli di detta stagnola.

Tali diverse intensità di induzioni sono dovute al diverso momento magnetico svolto nel fascio per l'azione della scarica. E di vero, misurando questo, per via di un magnetometro, si è osservato, che il momento magnetico indotto dalla scarica per la spirale nel fascio, è minimo quando esso è nudo; ed è circa doppio quando il fascio trovasi involto in due mezzi fogli di stagnola. Inoltre il momento magnetico di esso cresce man mano, sino all'ottava o decima scarica, e poscia rimane costante per le scariche successive.

SULLA LEGGE DI OSCILLAZIONE DEI DIAPASON E SULLA MISURA DELL'INTENSITÀ DEL SUONO; PROF. A. STEFANINI.

(Dal vol. XXV degli *Atti della R. Acc. Lucchese di Sc. Lett. ed Arti*).

I.

Molte ricerche, tanto sperimentali che teoriche, sono state fatte a proposito della misura dell'intensità del suono; ed ho già avuto occasione [1]) di accennare ad alcune obiezioni che furon mosse contro la definizione comunemente accettata dell'intensità, mostrando anche, allora, come i resultati delle mie esperienze concorderebbero con quelli ottenuti dal Vierordt e dal-

1) Atti della *R. Acc. Lucc. di Sc. Lett. ed Arti* Vol. XXV, pag. 111; *N. Cim.* (3) 22, pag. 97, 1887; *Beibl.* XII, pag. 320, 1888.

l' Oberbeck, ammettendo che l'intensità del suono fosse proporzionale alla quantità di moto, e non alla forza viva, comunicata al corpo vibrante. Esponendo quelle mie esperienze, accennai ad altre ricerche che mi proponeva di fare per vedere se fosse stato possibile di riconoscere più direttamente quale dei due modi di valutare l'intensità del suono fosse da preferirsi; e per queste nuove ricerche si richiedeva la valutazione numerica delle costanti che entrano nell'espressione analitica della legge comunemente accettata per le vibrazioni dei diapason. Avendo da qualche tempo compiuto quella determinazione, mi permetto di comunicare i resultati ai quali son giunto, tanto rispetto alla legge di oscillazione dei diapason, quanto a quella dell'intensità del suono.

Il punto di partenza delle mie ricerche fu il seguente.

Se si fa vibrare un diapason a una distanza d dall' orecchio, dando un'ampiezza iniziale a_0 di vibrazione ai punti estremi dei suoi rebbi, esso cesserà di esser sentito dopo un certo tempo t, cioè dopo che la sua ampiezza di vibrazione si sarà ridotta ad essere $\frac{a_0}{n}$; se, determinato quel tempo t, si porta il diapason alla distanza $\frac{d}{2}$ dall'orecchio, cesserà di nuovo di sentirsi dopo un tempo t_1, e se l' intensità del suono è proporzionale alla forza viva e inversamente proporzionale al quadrato delle distanze, dopo quel tempo t_1 la sua ampiezza di vibrazione dovrà essersi ridotta ad $\frac{a_0}{2n}$; mentre dovrà essersi ridotta ad $\frac{a_0}{4n}$, se l'intensità del suono è proporzionale alla quantità di moto. Riducendo ancora la distanza dal diapason all'orecchio, portandola per esempio ad essere $\frac{d}{4}$, il suono cesserà di sentirsi dopo il tempo t_2: e allora, alla fine di quel tempo, nella prima ipotesi l'ampiezza di vibrazione dovrà essere divenuta $\frac{a_0}{4n}$, nella seconda invece $\frac{a_0}{16n}$ Le ampiezze di oscillazione che bisogna considerare ai tempi t, t_1, e t_2 sono quelle dei punti estremi dei rebbi; perchè alla prima e alla seconda potenza respettivamente di tali ampiezze son proporzionali la quantità di moto e la forza viva media di tutto il diapason, come farò vedere dopo che avrò trattato della legge di oscillazione.

Ora è evidente che conoscendo la legge di vibrazione del diapason adoperato, si potrà da essa dedurre a qual frazione del valore iniziale a_0 si sarà ridotta l'ampiezza di vibrazione dopo i tempi t, t_1 e t_2; quindi, senza bisogno di misurare le ampiezze di vibrazione, si potrà anche riconoscere quale delle due ipotesi sulla misura dell'intensità del suono sia la più conforme ai resultati sperimentali.

II.

In ciò che precede è ammesso che, anche nel caso considerato, l'intensità del suono varii in ragione inversa del quadrato delle distanze. Se si pensa alle condensazioni e alle rarefazioni che avvengono fra i due rebbi, e al fatto che in certe direzioni attorno al diapason il suono è quasi estinto, quell'ipotesi sembra inammissibile; tanto più che, secondo le esperienze di Hesehus [1]), la legge dell'inversa del quadrato delle distanze varrebbe soltanto se la distanza è molto grande in confronto del corpo sonoro e della lunghezza d'onda. Ma dalla discussione che fece il Kiessling [2]) delle esperienze fatte per determinare la posizione delle superficie d'interferenza nel suono emesso dal diapason, e delle spiegazioni che di quel fenomeno dettero i fratelli Weber e il Chladni, resulterebbe che effettivamente anche per questi strumenti si potesse ritenere che le vibrazioni sonore si propaghino per onde sferiche. In fatti il Kiessling osserva che l'unica spiegazione esatta di quei fenomeni d'interferenza è quella che fu data dal Chladni [3]), quantunque il Chladni stesso dopo alcune ricerche fatte col Sommering nel 1826 immergendo nell'acqua le estremità vibranti di un diapason, fosse condotto ad abbandonare quella prima spiegazione, per sostituirgliene un'altra errata. Secondo la prima spiegazione del Chladni, che fu riconosciuta esatta dal Kiessling, i rebbi di un diapason vi-

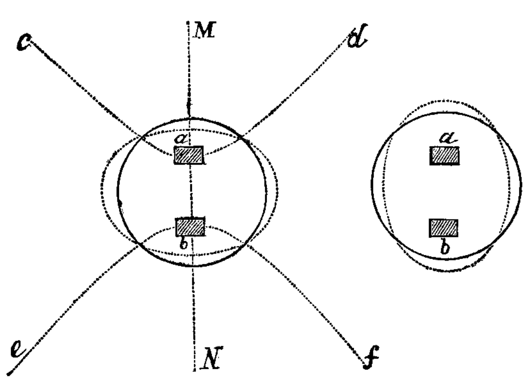
1) N. Hesehus, *Giorn. della Soc. fis. chim. russa*, XVIII, pag. 268; *Beibl.* XI, pag. 512 e *Jour. de Phys.* (2) VIII, pag. 227.

2) H. Kiessling, *Pogg. Ann.* 130, pag. 177, 1867.

3) Chladni, *Kartnes's Archiv.* VII, pag. 92.

brante producon fra loro un' onda rarefatta, nel momento stesso che all' esterno ne producono una condensata, e viceversa. Ora, quando i rebbi si allontanano l' uno dall' altro, di fronte a ciascuno d' essi si produce un' onda condensata, mentre fra i rebbi si produce l' onda rarefatta: dunque si deve produrre un' onda rarefatta anche in direzione normale alla vibrazione; perchè l'aria accorre da tutte le parti nello spazio lasciato vuoto. Quando in vece i rebbi si muovono l' un verso l' altro, si produce dietro a ciascuno un' onda rarefatta, mentre l' aria compresa fra di essi sfugge verso i lati, e produce un' onda condensata in direzione normale alla vibrazione. Perciò nelle direzioni comprese fra quella delle vibrazioni e quella normale ad esse, il suono non può propagarsi che poco o nulla, poichè in quei punti l' aria non può essere spinta nè verso l' interno, nè verso l' esterno. Ciascun punto situato in quelle direzioni deve ritenersi come un nodo di vibrazione, e in ogni tratto situato circolarmente attorno al diapason le particelle d' aria assumono alternativamente le posizioni indicate dalle curve ovali punteggiate della fig. 1, precisa-

Fig. 1.



mente come accade pel suono fondamentale reso da una campana. Le superficie d' interferenza anzi dette sono, secondo il Weber [1]), iperboliche, e l' iperbole *c a d e b f* ne rappresenta una sezione. Continuando lo studio delle vibrazioni di una sola sbarra

1) Weber, *Wellenlehre*, pag. 506: cfr. Violle, *Cours de Phys*. II, pag. 98.

e di un diapason, il Kiessling conclude poi che ogni punto dei 4 spigoli di ciascun rebbio, situato in uno stesso piano normale alla lunghezza del rebbio, può ritenersi quale origine di altrettanti sistemi d'onda, che, interferendo fra loro, daranno luogo all'estinzione del suono lungo le superfici iperboliche anzi dette.

Se oltre a tutto ciò si osserva la forma regolare che hanno le linee di corrente ottenute dal Chladni facendo vibrare il diapason coll'estremità dei rebbi immersi nell'acqua [1]), non che la forma delle curve ottenute in modo analogo dal Decharme [2]), curve che mostrano come, nella direzione delle vibrazioni, la propagazione del moto ondulatorio si possa ritener effettuata per onde che nella direzione MN della fig. 1 si mantengano sempre regolari, sembra che si possa concludere che, almeno finchè l'orecchio si mantiene nel piano MN normale alle faccie *a*, *b* e non è troppo vicino al diapason, la legge dell'inversa dei quadrati delle distanze possa essere ammessa anche nel caso che ho preso a studiare.

Secondo il Vierordt [3]) in vece l'intensità del suono dovrebbe variare in ragione inversa delle distanze: ed Hesehus [4]) trovò che in fatti, nelle esperienze che fece il Vierordt colla caduta di sfere pesanti, ciò potrebbe ammettersi per distanze inferiori a 2^{m}, a motivo delle vibrazioni comunicate ai sostegni dei corpi sonori; ma da quanto precede si vede che questa legge non può applicarsi ai suoni da me studiati; e del resto mostrerò a suo luogo (VI) come dovrebbero essere interpretati, in questo caso, i resultati da me ottenuti.

Non restava dunque che determinare la legge di vibrazione dei diapason, per poter poi calcolare a qual frazione del valore iniziale si riduceva, dopo un tempo qualunque, l'ampiezza delle loro vibrazioni.

III.

Supponendo che la resistenza incontrata dalle faccie del diapason nei loro movimenti sia proporzionale alla velocità e che

1) Kiessling, *l. c* fig. 5, tav. IV.
2) Decharme, *Lum. électr.* XV, 1885, pag. 493, fig. 22, 23, e 26.
3) Vierordt, *Die Schall und die Tonstärke.* 1883.
4) Hesehus, *l. c.*

le forze elastiche sieno proporzionali allo spostamento x, l'equazione differenziale del moto di un punto del diapason è

$$\frac{d^2x}{dt^2}+k\frac{dx}{dt}+n^2x=0,$$

ove k e n sono costanti. Contando il tempo dal primo passaggio per la posizione di riposo, la soluzione di quest' equazione è

$$(1)\qquad x=Ae^{-\frac{kt}{2}}\ \mathrm{sen}\sqrt{n^2-\frac{k^2}{4}}\,t,$$

e si dimostra che le ampiezze massime a di oscillazione devon sodisfare alla relazione [1])

$$(1)_1\qquad a=a_0e^{-\alpha t},$$

ove a_0 è l'ampiezza iniziale e α una costante che si può determinare sperimentalmente, ed ove la t prende valori che differiscon tra loro di mezzo periodo.

Questa legge peraltro non può essere che approssimata, perchè l'ipotesi fondamentale da cui deriva non può ammettersi che per piccole velocità; e le esperienze che sono state fatte in proposito hanno mostrato che in fatti la $(1)_1$ non è verificata con α costante. La variazione di α coll'ampiezza di vibrazione fu notata incidentemente dal Poske [2]), e constatata sperimentalmente dal Wead [3]). Questi, eccitando il diapason con diverse ampiezze iniziali, determinava volta a volta il tempo che occorreva perchè l'ampiezza di vibrazione passasse da un valore z' a un altro valore z''; misurava le ampiezze con un microscopio munito di un micrometro oculare le cui divisioni erano distanti 1/22 di mm, e contava il tempo con un cronometro che dava 1/8 di secondo. Così egli trovò che i valori di α sodisfacevano abbastanza bene alla relazione

$$(2)\qquad \alpha=a_1+b_1\frac{z'+z''}{2},$$

con a_1 e b_1 costanti per ciascun diapason; ma è facile vedere

1) Lord Rayleigh, *Theory of Sound* I, § 45, (trad. ted.).
2) Poske, *Pogg. Ann.* 92, pag. 470.
3) C. K. Wead, *Sill. Jour.* (3) 326, pag. 177, 188.

che nè la legge

$$a = a_0\, e^{-\left(a_1 + b_1 \frac{z' + z''}{2}\right) t}$$

nè quella più semplice

$$a = a_0\, e^{-(a_1 + b_1 a_0)\, t}$$

che ne resulterebbero per le ampiezze massime d'oscillazione, sono adattate per le mie ricerche; perchè la seconda è valida solamente per piccoli valori di t, e per potersene servire resterebbe sempre da determinarsi esattamente almeno l'ampiezza iniziale di vibrazione.

Anche per le oscillazioni di torsione dei fili metallici, lo Schmidt [1]) costatò che la legge di Gauss e di Weber sulla costanza del decremento logaritmico non è sempre valida, e che in generale il valore ε di quel decremento dipende dall'ampiezza e dal periodo di oscillazione, in modo che si ha

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{a}{b + T},$$

ove ε_0 è il decremento logaritmico per ampiezze infinitesime, T il periodo, e a e b costanti da determinarsi per ciascun filo. Secondo il Braun [2]) invece, pei fili elastici si dovrebbe avere

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi\, \xi^2$$

essendo ξ l'ampiezza di oscillazione, e χ una costante; ma sembra che questa relazione non sia affatto generale, e che valga solamente per i fili che furono da esso adoperati.

Il decremento logaritmico non è costante nemmeno per le oscillazioni del pendolo, per le quali secondo Gronau e Meyer [3]) si ha

$$p\,\varepsilon = \log_e\left(\frac{\phi_0}{\phi_p}\,\frac{1 + \beta\phi_p}{1 + \beta\phi_0}\right)$$

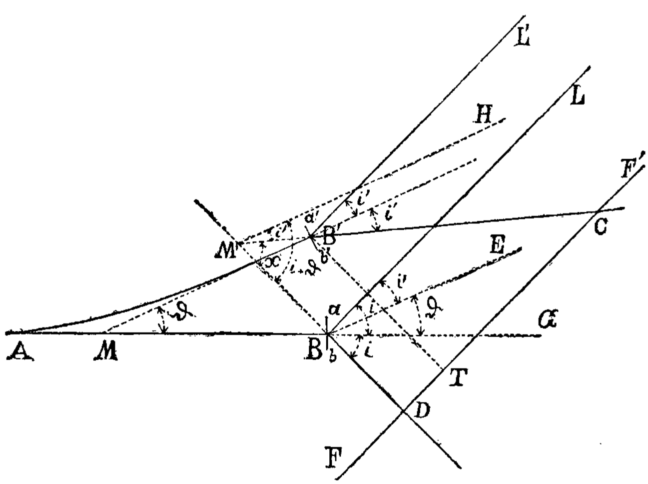
essendo ϕ_0 l'ampiezza iniziale e ϕ_p quella dopo p oscillazioni, e β una costante.

1) P. M. Schmidt, *Wied. Ann.* 2, pag. 252, 1877.
2) F. Braun, *Pogg. Ann.* 151, 1874.
3) O. E. Meyer, *Pogg. Ann.* 142, pag. 518, 1871.

Non conoscendo altre esperienze in proposito, volli perciò verificare in altro modo se la $(1)_1$ fosse stata abbastanza approssimata da poterla usare nelle mie esperienze, e pensai per questo di fotografare le oscillazioni del diapason facendo cadere su una striscia di carta preparata per la fotografia, che si avvolgeva su un cilindro contenuto in un'opportuna camera oscura, un fascio di luce riflesso da uno specchietto, fissato, in direzione normale alla lunghezza del rebbio, all'estremità del diapason vibrante. Se lo specchio oscillasse attorno ad un asse passante per la sua superficie riflettente, le ampiezze di oscillazione fotografate rappresenterebbero la tangente del doppio dell'angolo di rotazione dello specchio stesso; qui in vece bisogna notare che le oscillalazioni dello specchio si compiono attorno ad un asse diverso, e che le ampiezze a che figurano nella $(1)_1$ posson ritenersi misurate dalla freccia della flessione di ciascun rebbio, e quindi anche [1]) dalla tangente dell'angolo ϑ di flessione.

Ora sia AB (fig. 2) una branca del diapason, ab la posizione

Fig. 2.



di riposo dello specchietto, $a'\,b'$ quella relativa alla flessione ϑ; LB, L'B' sieno le direzioni, parallele fra loro, dei raggi luminosi incidenti; BD, B'C quelle dei raggi riflessi, e sia M' il punto d'incontro dei raggi riflessi stessi. Se da M' e da B si

1) Violle, *l. c.* I, pag. 444.

conducono le parallele BE, MH' alla tangente MB' all' estremità del diapason nella posizione spostata, chiamando i, i' gli angoli d'incidenza dei raggi luminosi nelle due posizioni dello specchio, e ϑ l'angolo B'MB, x l'angolo CM'D, si ha

$$\mathrm{EBG} = \vartheta = i - i',$$
$$\mathrm{HM'D} = i + \vartheta, \qquad \mathrm{HM'C} = i',$$
$$x = \mathrm{HM'D} - \mathrm{HM'C} = i + \vartheta - i'.$$

e perciò:

$$x = 2\vartheta.$$

Poichè nelle esperienze da me eseguite l'angolo ϑ è stato sempre inferiore a 2°, si può porre

$$\operatorname{tang} x = 2 \operatorname{tang} \vartheta,$$

e perciò, se il punto M' si mantenesse fisso, l'escursione CD fotografata sulla carta FF' si potrebbe ritenere proporzionale a quella effettivamente compiuta dall'estremità libera del diapason. Ma il punto M' si muove sulla BD, e poichè, ponendo $\mathrm{M'D} = r$, $\mathrm{DC} = m$ si ha

$$r = m \operatorname{cotang} 2\vartheta,$$

e quindi

$$dr = dm \operatorname{cotang} 2\vartheta - \frac{2m\, d\vartheta}{\operatorname{sen}^2 2\vartheta},$$

si vede che quando sen 2ϑ è infinitesimo, a una piccola variazione nel valore di ϑ ne corrisponde una molto grande in quello di r, e perciò le ampiezze fotografate DC non si posson sempre ritenere proporzionali alle ampiezze di vibrazione effettive.

Tuttavia si può vedere entro quali limiti quella proporzionalità è ammissibile; perchè se dal punto B' si conduce la parallela B'T alla M'D, si ha:

$$\mathrm{TC} = \mathrm{B'T} \operatorname{tang} 2\vartheta;$$

e siccome per ampiezze di vibrazione finite e piccole del diapason si può ritenere costante la distanza B'T dall'estremità vibrante alla carta fotografica FF', e infinitesima la differenza DT fra l'ampiezza fotografata DC e il segmento TC, ne resulta che per ampiezze di vibrazione non troppo piccole, tali cioè che rispetto ad esse il segmento DT sia sempre trascurabile, si può, con grandissima approssimazione, prendere l'ampiezza che comparisce nella $(1)_1$ proporzionale a quella fotografata.

È anche da osservare che nel fare la misura di ciascuna ampiezza fotografata, bisogna tener conto della larghezza della linea luminosa che rappresenta l'immagine mobile della fenditura posta davanti allo specchio del diapason; larghezza che colle lenti di cui dispongo non mi fu possibile di ridurre ad esser minore di $^1/_2$ mm. Per avere il valore dell'escursione effettivamente compiuta, dall'ampiezza fotografata bisogna togliere la larghezza di quell'immagine luminosa [1]. La misura delle singole ampiezze la feci mediante un compasso e una scala ticonica che permetteva di leggere i decimi di mm e di apprezzarne i ventesimi.

Nelle tavole seguenti I, II e III, che riassumono i resultati di alcune delle esperienze che feci nel modo indicato, la seconda colonna contiene le misure delle ampiezze fotografate, già corrette della larghezza della linea luminosa. Ho distinto col numero 0 la prima ampiezza fotografata, e nella colonna 4.ª è contenuta la differenza fra i logaritmi volgari della prima ampiezza a_0, e di quella della linea corrispondente.

TAVOLA I.

DIAPASON 128 v. s. Distanza dal diapason alla camera fotografica m. 1.
Larghezza della linea luminosa mm. 0,8.

N. d'ordine dell'oscillazione	Ampiezza in mm fotografata a_n	$\log a_n$	$\log a_0 - \log a_n$	$\frac{\log a_0 - \log a_n}{n}$
0	20,8	1,31806		
500	18,0	1,25527	0,06279	0,0001256
1000	15,3	1,18469	·13337	1333
1500	13,5	1,13033	·18773	1251
2000	11,6	1,06445	·25361	1268
2500	10,2	1,00860	·30946	1237

1) La differenza fra le sezioni del fascio luminoso nelle due posizioni estreme è affatto trascurabile; com'è trascurabile la differenza fra la sezione normale del fascio luminoso in D (fig. 2) e quella obliqua in C.

TAVOLA II.

DIAPASON 192 v. s. Larghezza linea luminosa mm. 0,5.

N. d'ordine dell'oscillazione	Ampiezza in mm. fotografata a_n	$\log a_n$	$\log a_0 - \log a_n$	$\frac{\log a_0 - \log a_n}{n}$
0	13,1	1,11727		
200	12,1	1,08278	0,03449	0,0001729
400	11,2	1,04921	·06806	1701
600	10,3	1,01283	·10444	1741
800	9,6	0,98227	·13500	1688
1000	9,85	0,94694	·17023	1702
1200	8,5	0,92941	·18786	1566
1400	7,8	0,89209	·22518	1609
1600	7,25	0,86033	·25694	1606
1800	6,85	0,83569	·28158	1564

TAVOLA III.

DIAPASON 256 v. s. Larghezza linea luminosa mm. 0,7

N. d'ordine dell'oscillazione	Ampiezza in mm. fotografata a_n	$\log a_n$	$\log a_0 - \log a_n$	$\frac{\log a_0 - \log a_n}{n}$
0	22,6	1,35410		
400	16,3	1,21218	0,14192	0,0003548
800	11,3	1,05307	0,30103	3763
1200	8,4	0,92427	0,42983	3582
1600	5,9	0,77085	0,58325	3645
2000	4,41	0,64433	0,70977	3549
2400	3,05	0,48429	0,86981	3624
2800	2,10	0,32221	1,03189	3542
3200	1,70	0,23045	1,12365	3511

I resultati così ottenuti mostrano una leggiera variazione del decremento logaritmico, che accennerebbe effettivamente a una legge di oscillazione diversa da quella che è rappresentata dalla $(1)_1$; ma per poter verificare ancor meglio se la $(1)_1$ poteva ritenersi applicabile o no, era necessario fotografare le ampiezze di oscillazione per un tempo maggiore di quello che feci nelle riferite esperienze, e contemporaneamente era necessario che l'ampiezza di vibrazione fosse ancor più ingrandita. Ma allora l'uso della carta fotografica sarebbe stato scomodo e dispendioso, e perciò ricorsi a quello delle lastre di vetro del Bernaert, preparate alla gelatìna-bromuro, limitandomi con queste a fotografare le ampiezze massime d'oscillazione di secondo in secondo.

Ed ecco la disposizione che adottai.

Il fascio dei raggi luminosi che avevano attraversato due fenditure orizzontali poste davanti al porta luce era raccolto da un sistema di lenti, e dopo la riflessione sullo specchio fissato al diapason andava a cadere su un diaframma D munito di una sottilissima fenditura verticale, e in corrispondenza della metà di questa fenditura. Dietro al diaframma si trovava la lastra fotografica, portata da un telaio di legno che poteva scorrere dietro la fenditura, mantenendosi ad essa sempre appoggiata. Il telaio era messo in moto dalla vite di una macchina da dividere. Davanti alla fenditura del diafragma D oscillava un pendolo a secondi, che al di sotto della massa lenticolore portava un leggerissimo diafragma di carta nera, munito di una fenditura larga 3 mm. la quale, quando il pendolo era fermo, veniva a situarsi in modo che la fenditura del diafragma D rappresentasse l'asse longitudinale della fenditura mobile. Poichè l'ampiezza di oscillazione del pendolo era di 10^c, la fenditura del diafragma D non restava scoperta che per circa $^1/_{60}$ di secondo. Alla vite che metteva in moto la lastra fotografica si faceva fare un giro completo ad ogni battuta del pendolo, e con un po' di esercizio si riusciva a regolare il movimento in modo, che quando la fenditura D era scoperta la lastra fotografica stasse quasi ferma. Il moto del pendolo era regolato con quello del pendolo astronomico n° 65 di Arnold, che si trova nella camera oscura del Liceo, ove si facevano queste esperienze. I diapason adoperati essendo quelli di 128, 192 e 256 v. s. al secondo, nel tempo che la fenditura D rimaneva scoperta potevano al più esser compiute 5 vibrazioni per la nota più acuta; talchè si può ritenere che le ampiezze fotografate siano quelle che le estremità dei diapason avevano di secondo in secondo.

Prima di servirsi delle misure fatte direttamente sulle lastre fotografiche, oltre alle avvertenze già fatte a proposito delle ampiezze di oscillazione fotografate sulla carta, bisogna tener conto di una correzione che potrebbe esser resa necessaria dalle disposizione sperimentale adottata. In fatti in ciò che precede è supposto che la lastra fotografica, come lo era effettivamente la carta FF', sia perpendicolare alla direzione dei raggi riflessi dallo specchio nella posizione di riposo. In vece, a motivo dei tavoli e dei sostegni di cui solamente potevo disporre, fui obbligato a tenere il diapason più alto della linea di mezzo della lastra fotografica; e siccome era impossibile dare a questa una posizione diversa dalla verticale, perchè doveva esser parallela alla fenditura portata dal pendolo, così i raggi riflessi dallo specchio del diapason cadevano obliquamente sulla lastra fotografica. È necessario quindi vedere quale influenza questo fatto può avere sulla misura delle ampiezze di oscillazione.

(*Continua*).

RIVISTA

Comptes rendus — 1889.

1.° Semestre. (continuazione).

9, 10. — M. Gouy. *Sulle trasformazioni e sull' equilibrio in termodinamica.* — L' A. espone come il metodo da lui precedentemente impiegato, e da lui descritto nella sua nota del numero 7, qui sopra, conduca a far uso in termodinamica di una *nuova funzione*, che si riferisce immediatamente alla considerazione dei cicli. Ma la Nota è pur essa non suscettibile di un sunto.

A. Potier. *Relazione fra il potere rotatorio magnetico e il trasporto delle onde luminose per la materia ponderabile.* — In un campo magnetico ogni molecola diviene un piccolo magnete il cui asse ha la stessa direzione della forza magnetica. Se ora nel campo magnetico si propaga un raggio luminoso, e si ammette che la materia ponderabile partecipi al movimento luminoso, avremo che *in generale*, le direzioni degl' assi magnetici oscilleranno in modo periodico.

Sia γ il coseno dell' angolo che la direzione della forza magnetica fa colla direzione del raggio luminoso; le componenti (nelle