ATTI

DELLA

REALE ACCADEMIA DEI LINCEI

ANNO CCCXV.

1918

SERIE QUINTA

RENDICONTI

Classe di scienze fisiche, matematiche e naturali.

VOLUME XXVII.

2° SEMESTRE.

ROMA
TIPOGRAFIA DELLA R. ACCADEMIA DEI LINCEI
PROPRIETÀ DEL DOTT. PIO BEFANI

1918

si dimostra facilmente che i loro argomenti tendono a zero, fondandosi sulla relazione ricorrente che li lega, mentre i loro moduli tendono a z. Da ciò risulta subito che ogni vertice è punto limite di vertici. L'aggregato Z dei vertici e dei loro punti limiti è perfetto, appartiene a $\boldsymbol{\Gamma}$; i suoi punti sono o sulle C_n — su tutte da un indice in poi — o sono interni a tutte le C_n.

I vertici di ordine n sono sulla C_{n-1} e su tutte le $C_n, C_{n+1}, \ldots$ e sono i punti di contatto di C_{n-1} colle $C_n, C_{n+1}, \ldots$ Ferma la convenzione del n. 5 per la rappresentazione simbolica dei vertici mediante le frazioni basiche della numerazione binaria, si vede che i vertici si susseguono sulla C_{n-1} nel senso delle rotazioni positive, come le corrispondenti frazioni si seguono nel loro ordine di grandezza. Un raggio che, uscendo da 0, ruoti nel senso positivo, incontra dunque i vertici ed i loro punti limiti ordinatamente, cioè nel medesime ordine con cui si seguono i numeri reali compresi fra 0 ed 1 scritti con numero finito od infinito di cifre nella numerazione binaria. Il detto raggio uscente da 0 attraversa sempre in qualche punto la $\boldsymbol{\Gamma}$, poichè va da 0, non appartenente ad Ω, a punti che ad Ω appartengono; non è escluso però che questo punto possa essere lo zero medesimo.

Infine, è da osservare, in base all'e m b o i t e m e n t delle curve C_n, che il luogo limite delle medesime offre una singolare analogia con la celebre curva di Von Koch.

Meccanica. — *ds^2 einsteiniani in campi newtoniani.* VII: *Il sottocaso* B_2): *Soluzioni oblique.* Nota del Socio T. Levi-Civita.

Con questa Nota esaurisco finalmente lo studio del sottocaso B_2), che comprende in sostanza tutti i campi di forza (non occupati da masse materiali) per effetto dei quali lo spazio si atteggia a varietà normale di Bianchi con due curvature principali eguali. Le equazioni che li determinano, ridotte a tal forma da poter iniziare le integrazioni, stanno scritte a § 7 della Nota IV. Nelle Note V e VI [1] ci siamo occupati di due particolari categorie di integrali (soluzioni longitudinali e soluzioni quadrantali), le quali corrispondono all'ipotesi che sia costante l'una o l'altra di due certe funzioni $\xi(x_1, x_2)$, $\eta(x_3)$.

Si tratta ora dell'ultima e più generale categoria di soluzioni, in cui tanto ξ quanto η sono effettive funzioni, con che diviene lecito assumerle entrambe per variabili indipendenti. In primo luogo (§ 1) richiamo le suaccennate equazioni differenziali, semplificandole col tener conto di alcune espressioni parametriche (si potrebbe anche dire integrali di una parte delle equa-

[1] Cfr. Nota IV, pp. 220-229; Nota V, pp. 240-248; Nota VI, pp. 283-292 di questo volume.

zioni del sistema), assegnate in principio della Nota precedente. Nel sistema così esplicitato restano da determinare funzioni incognite di un solo argomento. Le variabili non sono però separate, e il sistema ha un aspetto asimmetrico, punto espressivo. Lo si trasforma con qualche accorgimento elementare (§ 2), dopo di che l'integrazione si fa senza calcoli (§ 3), e si perviene (§ 4) a rappresentazioni canoniche eleganti, una prima algebrica, e una seconda per trascendenti ellittiche. Non ho fatto uno studio geometrico approfondito, come per le categorie precedenti, notando soltanto che in generale varia da punto a punto l'angolo fra le linee assiali e le linee di pendenza, e l'inclinazione di entrambe sulle linee di forza. Ecco perchè ho chiamato *oblique* queste soluzioni.

Le costanti introdotte dall'integrazione sono quattro, ma due equivalgono a scelta arbitraria delle unità di lunghezza e di tempo, sicchè le soluzioni intrinsecamente distinte sono ∞^2 (anzichè soltanto ∞^1 come le longitudinali e le quadrantali).

L'ultimo paragrafo contiene una tabella riassuntiva dei risultati e delle formule concernenti il sottocaso B_2).

1. — Richiami.

I ds^2 einsteiniani da determinare sono statici, cioè della forma

$$V^2\,dt^2 - dl^2\,,$$

e appartengono al sottocaso B_2), in cui la metrica spaziale è definita da

$$dl^2 = e^{2\tau}\,(d\sigma^2 + dx_3^2)\,,$$

essendo $d\sigma$ un elemento lineare binario indipendente da x_3, e

$$e^{-\tau} = \xi(x_1\,, x_2) + \eta(x_3)\,.$$

A prescindere dalle soluzioni (già discusse nella Nota V), in cui ξ si mantiene costante, si ha, in base alla Nota precedente,

$$d\sigma^2 = \frac{1}{K_0}\left(\frac{d\xi^2}{\Xi} + \Xi\,d\varphi^2\right), \tag{1}$$

con Ξ funzione (incognita) della sola ξ, e K_0 costante positiva.

La curvatura gaussiana K di questo $d\sigma^2$ è data [loc. cit., formula (3)] da

$$K = -\tfrac{1}{2}\,K_0\,\Xi''\,. \tag{2}$$

Infine

$$V = V_0\,\frac{e^{\zeta}}{\xi + \eta}\,, \tag{3}$$

con V_0 costante (avente le dimensioni di una velocità) e ζ funzione della sola x_3.

Complessivamente si presentano tre funzioni incognite, ciascuna di un solo argomento: $\Xi(\xi)$, $\eta(x_3)$, $\zeta(x_3)$, le quali devono verificare le equazioni (16), (18) e (19) della Nota IV. Avendo cura di sostituire a $e^{-\tau}$, $\Delta\xi$, $\Delta_2\xi$, K i loro valori $\xi+\eta$, $K_0\Xi$, $K_0\Xi'$, $-\frac{1}{2}K_0\Xi''$ [il primo e l'ultimo già richiamati, e gli altri due forniti dalle (1'') della Nota precedente], le equazioni da integrare assumono la forma

$$\eta''-\zeta'\eta'=0\,, \tag{4}$$

$$\left(-\tfrac{1}{2}K_0\Xi''+\zeta''+\zeta'^2\right)(\xi+\eta)-2\eta''+K_0\Xi'=0\,, \tag{5}$$

$$-\tfrac{1}{2}K_0\Xi''(\xi+\eta)^2+2(K_0\Xi'+\eta'')(\xi+\eta)-3(K_0\Xi+\eta'^2)=0\,. \tag{6}$$

Rammento altresì che le curvature principali di tutti i dl^2 appartenenti al sottocaso B_2) sono legate dalle relazioni

$$\omega_1=\omega_2=-\tfrac{1}{2}\omega\,.$$

Per ω, la (20) della Nota IV, colle sostituzioni testè indicate, porge

$$\omega=-\tfrac{1}{2}K_0\Xi''(\xi+\eta)^2+K_0\Xi'(\xi+\eta)-(K_0\Xi+\eta'^2)\,. \tag{7}$$

2. — Trasformazione delle equazioni differenziali.

Possiamo escludere che η si riduca ad una costante (caso esaurito nella Nota preced.) e ritenere perciò $\eta'\neq 0$. Siamo così autorizzati a immaginare x_3 espresso per mezzo di η, con che η'^2 diviene una ben determinata funzione positiva di η, che assumeremo sotto la forma

$$\eta'^2=K_0\boldsymbol{H}(\eta)\,, \tag{8}$$

designando K_0 la costante positiva che già figura nelle precedenti equazioni e che si introduce per ragioni di omogeneità, cioè (essendo x_3 una lunghezza e quindi η'^2 delle stesse dimensioni di K_0) per rendere la incognita $\boldsymbol{H}(\eta)$ puro numero al pari di η.

Dalla (8), derivando rispetto ad x_3, segue successivamente

$$2\eta''=K_0H'\quad,\quad\frac{\eta'''}{\eta'}=\tfrac{1}{2}K_0H''\,. \tag{8'}$$

Siccome poi, in virtù della (4),

$$\zeta'=\frac{\eta''}{\eta'}\,,$$

così da un lato si ha, badando alle (8'),

$$(4') \qquad \zeta'' + \zeta'^2 = \frac{\eta'''}{\eta'} = \tfrac{1}{2} K_0 H'' ;$$

mentre, integrando, si ricava

$$\zeta = \log \eta' + \text{cost}.$$

Di ζ (rimanendo ormai espresso per η il binomio $\zeta'' + \zeta'^2$) ho bisogno soltanto per formare V a norma della (3). In V già figura la costante moltiplicativa V_0 a priori indeterminata. È dunque inutile farne figurare un'altra in e^ζ, e si può limitarsi a mettere in evidenza un fattore di omogeneità $\frac{1}{\sqrt{K_0}}$, ritenendo

$$e^\zeta = \frac{1}{\sqrt{K_0}} \eta' ,$$

ossia, in base alla (8),

$$(4'') \qquad e^\zeta = \sqrt{H(\eta)} ,$$

dove, ben si intende, il radicale va preso positivamente.

Mediante le (8), (8') e (4'), le (5) e (6) assumono un aspetto compatto ed elegante, divenendo rispettivamente

$$(5') \qquad -\tfrac{1}{2}(\Xi'' - H'')(\xi + \eta) + (\Xi' - H') = 0 ,$$

$$(6') \qquad -\tfrac{1}{2}\Xi'(\xi + \eta)^2 + (2\Xi' + H')(\xi + \eta) - 3(\Xi + H) = 0 .$$

A queste due equazioni (e a queste due soltanto) devono soddisfare le nostre due funzioni incognite $\Xi(\xi)$, $H(\eta)$. La dipendenza da due diversi argomenti darebbe a priori poca speranza di compatibilità. Ma nella fattispecie è legittima la presunzione che esistano soluzioni. Passo ad accertarlo, dopo aver però trascritta l'equazione (7) che dà ω, sostituendovi $K_0 H$ ad η'^2. Si ha così

$$(7') \qquad \omega = -K_0 \left\{ \tfrac{1}{2}\Xi''(\xi + \eta)^2 - \Xi'(\xi + \eta) + \Xi + H \right\} .$$

3. — Determinazione delle funzioni incognite Ξ, H.

Dalla (5'), derivando rispetto a ξ, segue

$$-\tfrac{1}{2}\Xi'''(\xi + \eta) + \tfrac{1}{2}(\Xi'' + H'') = 0 ,$$

e di qui, derivando ulteriormente rispetto ad η,

$$(9) \qquad \Xi''' = H''' .$$

Il primo membro dipende soltanto da ξ, il secondo soltanto da η; bisogna quindi che siano entrambi costanti. Perciò Ξ ed H non possono essere altro che polinomi di terzo grado nei rispettivi argomenti ξ, η. Designando con Ξ_0, Ξ'_0, Ξ''_0 i valori di Ξ, Ξ', Ξ'' per $\xi = 0$, e analogamente con H_0, ecc., si ha dalla (5′), dalla sua derivata rispetto a ξ, e dalla (6′), facendovi $\xi = \eta = 0$:

$$\Xi'_0 = H'_0 \quad , \quad \Xi''_0 = -H''_0 \quad , \quad \Xi_0 = -H_0 \, .$$

In base a queste relazioni e alla (9), il confronto dei due sviluppi di Taylor

$$\Xi(\xi) = \Xi_0 + \Xi'_0 \xi + \tfrac{1}{2} \Xi''_0 \xi^2 + \tfrac{1}{6} \Xi''' \xi^3 \, ,$$
$$H(\eta) = H_0 + H'_0 \eta + \tfrac{1}{2} H''_0 \eta^2 + \tfrac{1}{6} H''' \eta^3$$

consente di esprimere H per Ξ sotto la forma

$$H(\eta) = -\Xi(-\eta) \, . \tag{10}$$

Tenendone conto, si constata ovviamente che le (5′) e (6′) riescono soddisfatte, qualunque sia il polinomio di terzo grado $\Xi(\xi)$, che rimane così arbitrario.

L'identità

$$-H(\eta) = \Xi(-\eta) = \Xi\{\xi - (\xi + \eta)\} =$$
$$= \Xi(\xi) - (\xi + \eta)\,\Xi'(\xi) + \tfrac{1}{2}(\xi + \eta)^2\, \Xi''(\xi) - \tfrac{1}{6}(\xi + \eta)^3\, \Xi'''$$

semplifica notevolmente l'espressione (7′) di ω, riducendola a

$$\omega = -\tfrac{1}{6} \mathrm{K}_0 \, \Xi''' \, . (\xi + \eta)^3 \, . \tag{7''}$$

Ne deduciamo anzitutto che la costante Ξ''' va ritenuta diversa da zero; altrimenti si annullerebbe ω e con essa le altre due curvature ω_1, ω_2, e si ricadrebbe al solito nel caso elementare B_3) di uno spazio euclideo. Inoltre, ricordando che $e^{-\tau} = \xi + \eta$, riconosciamo che, anche in questo caso, ω si presenta sotto la forma $\omega_0 e^{-3\tau}$ (ω_0 costante), come deve avvenire, in virtù delle condizioni di integrabilità, per tutte le B_2) [cfr. Nota IV, § 2].

4. — Soluzioni oblique — Forme canoniche.

Dalla espressione (1) del $d\sigma^2$ apparisce che, se si designa con λ una generica costante positiva e si sostituiscono ordinatamente $\lambda \Xi$, $\dfrac{\mathrm{K}_0}{\lambda}$, $\dfrac{\varphi}{\lambda}$ a $\Xi, \mathrm{K}_0, \varphi$, il $d\sigma^2$ non si altera. Con tale sostituzione non si toccano ξ, η, x_3, nè per conseguenza

$$e^{2\tau} dx_3^2 = \frac{1}{(\xi + \eta)^2} dx_3^2 \, ,$$

mentre, in virtù delle (4″) e (10), e^{ζ} rimane materialmente moltiplicata per $\sqrt{\lambda}$. Lo stesso avverrebbe per V in base alla (3), ma basta mutare anche V_0 in $\frac{V_0}{\sqrt{\lambda}}$ perchè si conservi la forma primitiva. Dunque, eseguendo simultaneamente tutti gli scambi indicati, non si altera il ds^2 einsteiniano

$$V^2 dt^2 - dl^2 = V^2 dt^2 - \frac{1}{(\xi+\eta)^2}(d\sigma^2 + dx_3^2),$$

alla cui determinazione è in definitiva rivolta la nostra ricerca.

Possiamo valerci di questa osservazione per attribuire al coefficiente di ξ^3 in Ξ (che è poi $\frac{1}{6}\Xi'''$) quel valore numerico (non nullo) che più ci piace, coll'unico vincolo di conservare il segno. Assumeremo come coefficiente di ξ^3 il valore 4ε, essendo $\varepsilon = \pm 1$ secondo il segno dell'originario Ξ'''.

D'altra parte è ancora lecito, senza alterare $\xi + \eta$, $d\xi$, $d\eta$, nè per conseguenza le equazioni (5′), (6′) che caratterizzano Ξ, H, di cambiare ξ in $\xi + h$ (h costante), purchè contemporaneamente si cambi η in $\eta - h$. Così, senza ledere la generalità, si può assumere il polinomio di terzo grado $\Xi(\xi)$ sotto la forma normale di Weierstrass, a meno del fattore ε, ritenendo

(11) $$\Xi(\xi) = \varepsilon(4\xi^3 - g_2\xi - g_3) \qquad (g_2, g_3 \text{ costanti}).$$

La (10) porge allora per $H(\eta)$ l'analoga forma

(11′) $$H(\eta) = \varepsilon(4\eta^3 - g_2\eta + g_3),$$

che differisce soltanto per il segno di g_3.

La (7″), essendo $\Xi''' = 24\varepsilon$, assume l'aspetto definitivo

(12) $$\omega = -4\varepsilon K_0(\xi+\eta)^3.$$

Dacchè la (8) porge

$$dx_3^2 = \frac{d\eta^2}{K_0 H(\eta)},$$

ed è

$$dl^2 = \frac{1}{(\xi+\eta)^2}(d\sigma^2 + dx_3^2),$$

ove si tenga conto della (1), risulta

(13) $$dl^2 = \frac{1}{K_0(\xi+\eta)^2}\left\{\frac{d\xi^2}{\Xi} + \frac{d\eta^2}{H} + \Xi d\varphi^2\right\}$$

colle forme (11) e (11′) di Ξ, H.

La (3) e la (4″) dànno poi

(14) $$V = V_0 \frac{\sqrt{H(\eta)}}{\xi+\eta}.$$

Le *linee assiali* (linee di curvatura principale corrispondenti alla ω) sono — come in tutte le soluzioni B_2) — le linee x_3, ossia, colle attuali variabili indipendenti, le η ($\xi = \text{cost.}$, $\varphi = \text{cost.}$). Le *linee di pendenza* (traiettorie ortogonali delle superficie $\omega = \text{cost.}$, cioè $\xi + \eta = \text{cost.}$) sono variabilmente inclinate sulle prime: a differenza di quanto accadeva nelle due precedenti categorie di soluzioni. Egualmente complessa è la relazione delle *linee di forza* (traiettorie ortogonali delle superficie $V = \text{cost.}$) con entrambe le congruenze suaccennate. Mi esimo quindi da una particolareggiata illustrazione geometrica delle formule conseguite.

Avvertirò piuttosto che, sostituendo a ξ, η due nuovi argomenti u, v mediante le posizioni

$$(15) \qquad \xi = \wp(\sqrt{\varepsilon}u\,; g_2, g_3)\,,\ \eta = \wp(\sqrt{\varepsilon}v\,; g_2, -g_3) = -\wp(\sqrt{\varepsilon}iv\,; g_2, g_3)$$
$$(\varepsilon = \pm 1\,,\ i = \sqrt{-1})\,,$$

tutto si esprime per mezzo dell'unica funzione $\wp$ di invarianti reali g_2, g_3 e di argomenti $\sqrt{\varepsilon}u, \sqrt{\varepsilon}iv$.

Si ha infatti dalle (15), badando alla equazione differenziale caratteristica della $\wp$, e alle (11), (11'),

$$\left(\frac{d\xi}{du}\right)^2 = \varepsilon(4\xi^3 - g_2\xi - g_3) = \Xi(\xi)\,,$$
$$\left(\frac{d\eta}{dv}\right)^2 = -\varepsilon(-4\eta^3 + g_2\eta - g_3) = H(\eta)\,,$$

dopo di che, in base alle stesse posizioni (15), l'espressione del quadrato dell'elemento lineare assume la forma elegante

$$(13') \qquad dl^2 = \frac{1}{K_0[\wp(\sqrt{\varepsilon}u) - \wp(\sqrt{\varepsilon}iv)]^2}\left(du^2 + dv^2 + \varepsilon\wp'^2(\sqrt{\varepsilon}u)\,d\varphi^2\right).$$

Analogamente si ricava dalla (14) il potenziale statico

$$(14') \qquad -\tfrac{1}{2}V^2 = -\tfrac{1}{2}V_0^2\frac{H(\eta)}{(\xi+\eta)^2} = \tfrac{1}{2}V_0^2\frac{\varepsilon'\wp^2(\sqrt{\varepsilon}iv)}{[\wp(\sqrt{\varepsilon}u) - \wp(\sqrt{\varepsilon}iv)]^2}.$$

5. — Riassunto.

Specificazione delle costanti: K_0, V_0 costanti positive arbitrarie aventi rispettivamente le dimensioni l^{-2}, lt^{-1}; μ, g_2, g_3 costanti numeriche arbitrarie; $\varepsilon = \pm 1$.

Caratteri comuni a tutte le soluzioni B_2).

Lo spazio si atteggia a varietà normale di Bianchi colle tre curvature principali

$$\omega_1 = \omega_2 = -\tfrac{1}{2}\omega\,.$$

Il quadrato dell'elemento lineare è del tipo

$$dl^2 = e^{2\tau}(d\sigma^2 + dx_3^2),$$

con $d\sigma$ binario (indipendente da x_3), e τ legato ad ω dalla relazione

$$\omega = \omega_0\, e^{-3\tau} \qquad (\omega_0 \text{ costante}).$$

Le linee su cui varia la sola x_3 costituiscono le *linee assiali* di curvatura principale corrispondenti alla ω.

La velocità della luce si esprime sotto la forma

$$V = V_0\, e^{\tau+\zeta} \qquad (\zeta \text{ funzione della sola } x_3);$$

come in tutti i fenomeni statici, $-\frac{1}{2}V^2$ costituisce la funzione delle forze (riferita all'unità di massa).

Forme canoniche.

Esistono tre (e tre sole) categorie di soluzioni, cioè le seguenti:

1. *Soluzioni longitudinali* $\left(e^{-\tau} = \eta(x_3)\right)$. Sostituendo ad x_3 la variabile η (puro numero), si trova

$$\begin{cases} dl^2 = \dfrac{d\sigma^2}{\eta^2} + \dfrac{d\eta^2}{K_0\,\eta^4(\mu - \varepsilon\eta)} & \left[\begin{array}{l} d\sigma^2 \text{ forma binaria indipendente da } \eta, \\ \text{a curvatura gaussiana costante } K_0\mu \end{array}\right], \\ \omega = \varepsilon K_0\, \eta^3 \quad , \quad -\frac{1}{2}V^2 = -\frac{1}{2}V_0^2(\mu - \varepsilon\eta). \end{cases}$$

Le linee assiali e le linee di pendenza della ω coincidono colle linee di forza, donde la qualifica longitudinali.

2. *Soluzioni quadrantali* $(e^{-\tau} = \xi)$. Colle variabili indipendenti (tutti puri numeri) $\xi, \varphi, \psi = \sqrt{K_0}\,.\,x_3$, si ha

$$\begin{cases} dl^2 = \dfrac{1}{K_0\,\xi^2}\left(\dfrac{d\xi^2}{\Xi} + \Xi\, d\varphi^2 + d\psi^2\right) \quad , \quad \Xi = \mu\xi^2 + \varepsilon\xi^3, \\ \omega = -\varepsilon K_0\,\xi^3 \quad , \quad -\frac{1}{2}V^2 = -\frac{1}{2}V_0^2\,\dfrac{e^{2\zeta}}{\xi^2} \quad \left[e^{\zeta} \text{ funzione di } \psi \text{ definita dall'equazione } \dfrac{d^2 e^{\zeta}}{d\psi^2} + \mu e^{\zeta} = 0\right]. \end{cases}$$

Le linee assiali ψ e le linee di pendenza ξ si tagliano ad angolo retto, donde l'appellativo quadrantali.

3. *Soluzioni oblique.* Variabili indipendenti: ξ, η (funzione della sola x_3, che si sostituisce ad essa), φ, tutti puri numeri; $e^{-\tau} = \xi + \eta$. Si ha

$$\begin{cases} dl^2 = \dfrac{1}{K_0(\xi+\eta)^2}\left\{\dfrac{d\xi^2}{\Xi} + \dfrac{d\eta^2}{H} + \Xi\, d\varphi^2\right\} & \left[\begin{array}{l} \Xi = \varepsilon(4\xi^3 - g_2\xi - g_3), \\ H = \varepsilon(4\eta^3 - g_2\eta + g_3) \end{array}\right], \\ \omega = -4\varepsilon K_0(\xi+\eta)^3 \quad , \quad -\frac{1}{2}V^2 = -\frac{1}{2}V_0^2\,\dfrac{H}{(\xi+\eta)^2}. \end{cases}$$

Sono assiali le linee η, variamente inclinate sia sulle linee di pendenza della funzione ω che sulle linee di forza.

Va segnalato il cambiamento di parametri consistente nel sostituire a ξ, η due argomenti ellittici u, v mediante le posizioni

$$\xi = \wp(\sqrt{\varepsilon}\, u ; g_2 , g_3) \quad , \quad \eta = -\wp(\sqrt{\varepsilon}\, i v ; g_2 , g_3) .$$

Le espressioni canoniche assumono allora l'aspetto indicato in fine del precedente paragrafo.

Fisiologia. — *Pressione sanguigna ed aviazione.* Nota del Corrisp. G. Galeotti.

I problemi fisiologici, riguardanti il comportamento della pressione sanguigna negli aviatori, hanno dato luogo a molteplici ricerche e discussioni, che ancora non ci hanno condotto a conclusioni definitive. Nella presente Nota prenderò in esame tre diversi punti di questo argomento.

1°) Quale importanza si debba assegnare alle determinazioni della pressione sanguigna negli aviatori.

2°) Se vi siano modificazioni della pressione sanguigna nel volo.

3°) Se vi siano modificazioni della pressione sanguigna a grandi altezze.

1. La pressione sanguigna è un dato fisiologico del sistema cardiovascolare, che ha sempre un grande valore, perchè ci dà un' idea dello stato del cuore e dei vasi. Si comprende quindi come in questo riguardo sia indispensabile determinare la pressione sanguigna nei candidati al pilotaggio, e si è deciso di scartare tutti quei candidati, che mostrino pressioni troppo alte o troppo basse, anche se non dipendano da lesioni del cuore o dei vasi, partendo dal concetto, che il rapido abbassarsi della pressione atmosferica, durante il volo, possa produrre un disequilibrio tra la forza del cuore e lo stato dei vasi, disequilibrio che sarebbe tanto più pericoloso negli individui a pressione sanguigna anormale e nei quali presumibilmente i meccanismi regolatori di questa pressione sono insufficienti.

Durante l'esame dei candidati al pilotaggio nell' Ufficio Psicofisiologico di aviazione militare ho avuto occasione di determinare la pressione sanguigna di 2501 individui.

In una serie di determinazioni ho adoperato tanto l'apparecchio di Riva Rocci, quanto l'oscillografo di Pachon.

Come è noto questi due apparecchi non dànno risultati concordanti, ed ora si tende ad accordare maggior fiducia all'istrumento del Pachon, il quale ha anche il vantaggio di determinare la pressione minima (pressione diastolica) che in fondo è il dato più importante. Perciò ho terminato con l'adoperare l'apparecchio di Pachon soltanto.