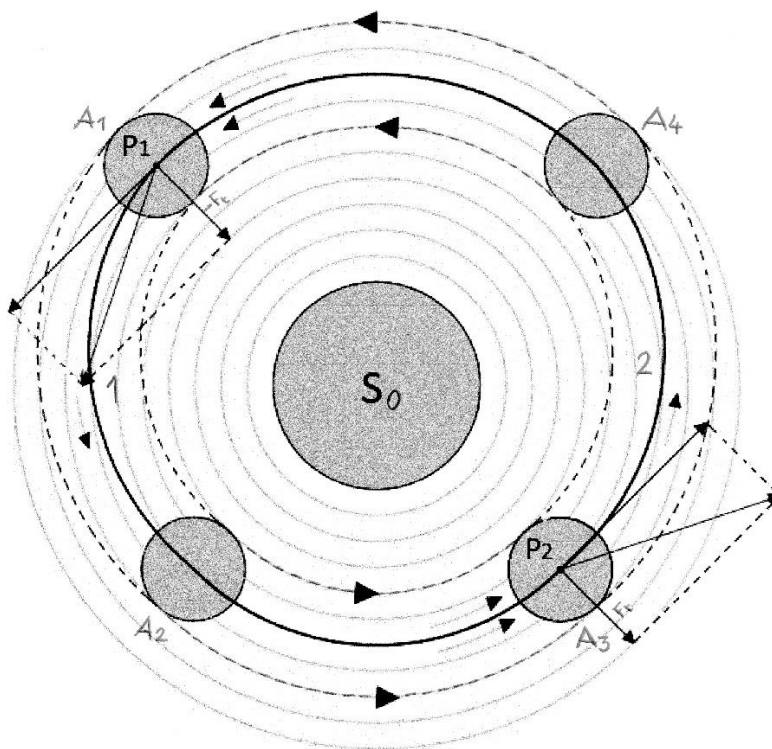


PROF. ING. DOTT.  
**MARCO TODESCHINI**

# LA "SPIRALE UNIVERSO,"

Tratto dal volume:  
**PSICOBIOFISICA**



A cura di  
Fiorenzo Zampieri  
Circolo di Psicobiofisica  
"Amici di Marco Todeschini"



## **PREMESSA**

Todeschini, nell'esplorazione delle caratteristiche geometriche delle orbite delle masse planetarie (elettroni e pianeti) nei rispettivi campi atomici e astronomici, secondo gli effetti dovuti al fenomeno di Magnus, arriva attraverso il calcolo, alla determinazione che esse descrivono delle "spirali" che egli chiama "spirali Universo" o anche "spirali Todeschini".

La caratteristica fondamentale di tali orbite è quella risultante dal fatto che tutte le masse planetarie di tutti i sistemi centrali dell'Universo, nel rivoluire e nel cadere verso il centro del campo descrivono tutte una traiettoria costituita da due rami simmetrici ed opposti della "spirale" todeschiniana, che qualora venga osservata dalla massa posta al centro del campo appare come un'ellisse.

All'interno del presente fascicolo il lettore potrà trovare le dimostrazioni fisico-matematiche di tali affermazioni, ricavate tutte dal volume "Psicobiofisica" di Todeschini, con alcune piccole nostre integrazioni volte a facilitarne ulteriormente la comprensione.



Immaginiamo che per effetto della rotazione di una grande sfera  $S$  centrale, lo spazio fluido circoscritto ad essa sia indotto a ruotare a causa dell'attrito, per falde sferiche concentriche successive, aventi velocità  $V_l$  di rotazione decrescenti inversamente al loro raggio  $R$ , in armonia con la nota legge delle aree, valida nei fluidi, che qui trascriviamo:

$$V_l = \frac{H_l}{R} \quad (1)$$

Che ci dice che: "Una sfera rotante immersa in un fluido immobile, vi produce un campo rotante Todeschini, tale che le falde sferiche di fluido concentriche assumono velocità tangenziali di rotazione inversamente proporzionali al loro raggio".

Abbiamo così generato un campo rotante Todeschini, e sappiamo che in esso il moto si estende sino alla sfera limite del moto, detta appunto falda di sponda. Tra questa sfera di sponda e quella centrale motrice vi è quindi uno spazio fluido che è suddiviso in sfere concentriche aventi spessori eguali e velocità decrescenti inversamente con l'aumentare del loro raggio, in obbedienza alla (1).

Immaginiamo di sezionare tutte queste sfere con un piano che passi per il loro cerchio equatoriale e sia con esso complanare.

Le tracce delle successive sfere su tale piano saranno tanti cerchi concentrici, come si vede in fig. 17.

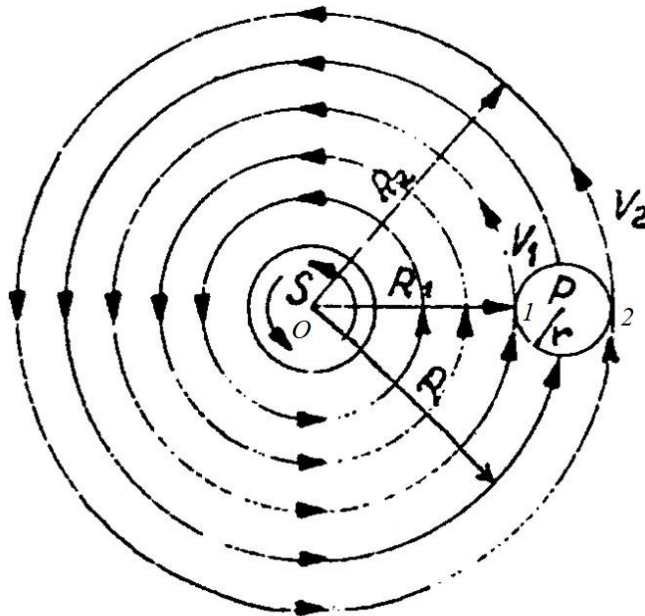


Fig. 17

Campo rotante Todeschini con sfera planetaria rotorivolvente P e sfera solare S

Supponiamo ora di immergere ad una distanza  $R$  generica dal centro del campo ( $O$ ), una piccola sfera  $P$ , che chiameremo «sfera planetaria». Stante che questa resta compresa tra la falda di raggio  $R_1$  avente velocità  $V_1$  e la falda di raggio  $R_2$  avente velocità  $V_2$ , sarà costretta a ruotare attorno all'asse polare proprio, normale al piano di figura con una velocità  $C$ , che ora cercheremo di definire in funzione della distanza della sfera planetaria dal centro del campo, ed applicando il principio dell'equilibrio dei momenti delle forze applicate, rispetto al centro ( $O$ ).

Dalla (46) del § 15° del capitolo V° della Teoria delle Apparenze (vedi):

$$F = \frac{K_5}{R^2}$$

abbiamo che le forze  $F_1$  ed  $F_2$  dovute alle pressioni dinamiche nei punti 1 e 2 del campo, sono:

$$F_1 = \frac{K_5}{R_1^2} \quad F_2 = \frac{K_5}{R_2^2} \quad (2)$$

momenti  $M_1$  ed  $M_2$  di tali forze rispetto al centro ( $O$ ), risultano immediatamente moltiplicando la prima per  $R_1$  e la seconda per  $R_2$ , cioè:

$$M_1 = R_1 F_1 = \frac{K_5}{R_1} \quad M_2 = R_2 F_2 = \frac{K_5}{R_2} \quad (3)$$

La differenza di questi momenti deve essere eguale al momento  $M_3$  che tende a far ruotare la sfera  $P$  planetaria attorno al suo asse polare.

Deve perciò verificarsi:

$$M_3 = M_1 - M_2 = K_5 \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (4)$$

Ricordando che un corpo sferico di massa ( $m$ ) che ruota attorno ad un suo diametro ( $2r$ ) come un blocco unico con velocità periferica  $C$ , considerando che i punti situati all'interno di esso hanno velocità periferiche tanto minori quanto più sono vicino al centro, si ha che la sua energia cinetica, in base alla meccanica classica, risulta:

$$E = \frac{1}{5} m C^2$$

per cui, chiamando con  $r$  il raggio della sfera planetaria, essendo  $C$  la sua velocità di rotazione, il momento della sua energia cinetica, sarà:

$$M'_3 = \frac{2}{10} m C^2 r \quad (5)$$

E poiché i momenti contemplati nell'equazioni (3) sono proporzionali ai momenti delle energie cinetiche, come risulta dalla (41) del § 15° della Teoria delle Apparenze (vedi):

$$F = p A = K_4 W \quad (41) \quad \text{dove } p = W \quad \text{e } A = K_4$$

che ci dice che «In un campo rotante Todeschini, la forza che si esercita contro un'area costante per effetto della pressione ( $p$ ) dello spazio fluido in movimento rotatorio, è proporzionale alla energia cinetica dello spazio fluido che urta contro la superficie ( $A$ ) considerata»

per cui anche il momento  $M_3$  sarà proporzionale ad  $M'_3$  cioè:

$$M_3 = K_4 M'_3 \quad (6)$$

posto:

$$\frac{2}{10} mr K_4 = K_8 \quad (7)$$

avremo:

$$M_3 = K_8 C^2 \quad (8)$$

Sostituendo questo valore nella (4) avremo:

$$K_8 C^2 = K_5 \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (9)$$

da cui, posto  $K_5: K_8 = K_9$ , si ha:

$$C^2 = K_9 \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (10)$$

Posto  $h_1 R = R_1$  e  $h_2 R = R_2$ , si ha:

$$C^2 = \frac{K_9}{R} \left( \frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_2} \right) \quad (11)$$

E poiché la differenza tra parentesi è costante, dipendendo essa dai valori dei raggi dei cerchi entro i quali è compresa la sfera planetaria, ponendo tale differenza uguale a  $K_{10}$  ed il prodotto  $K_9 K_{10} = K_{11}$ , abbiamo:

$$C^2 = \frac{K_{11}}{R} \quad (12)$$

da cui, estraendo la radice quadrata e ponendo  $\sqrt{K_{11}} = K_{12}$  si ha:

$$C = \frac{K_{12}}{\sqrt{R}} \quad (13)$$

Questa equazione ci scopre che: «*Se si immerge una sfera in un campo rotante Todeschini, essa assume velocità  $C$  di rotazione che è inversamente proporzionale alla radice quadrata della sua distanza  $R$  dal centro del campo*».

Nel mentre ci riserviamo di far vedere in seguito l'enorme importanza di questa scoperta e di dimostrare come essa sia confermata sperimentalmente nei vortici astronomici, ora teniamo solamente a far risaltare il meccanismo col quale si è originata la rotazione della sfera planetaria, meccanismo che è simile a quello degli ingranaggi differenziali. Infatti, è ovvio che per far nascere e mantenere la velocità  $C$  alla sfera planetaria, occorre che le falde fluide entro le quali essa è compresa abbiano velocità diverse, perché se non vi è tale differenza di velocità tra le falde, nessuna rotazione viene prodotta sulla sfera planetaria, e questa non ruota su sé stessa.

Immergendo una sfera in un campo rotante Todeschini, quindi, essa non solo compie, rivoluzioni intorno al centro del campo con velocità  $V_l$  ma quand'anche si mette a ruotare su sé stessa con velocità  $C$ .

Siamo quindi in presenza di una sfera rotante a velocità  $C$ , investita da una corrente fluida avente velocità  $V_l$ , e per effetto Magnus, la reazione alla spinta sarà inclinata dell'angolo  $\alpha$ .

La massa  $m$  della sfera si scomporrà in due, una trasversale  $M_t$  ed una longitudinale  $M_l$ , le quali, come abbiamo dimostrato al Cap. III § 8° della Teoria delle Apparenze (vedi), sono precisate dalle relazioni:

$$M_t = \frac{m}{\sqrt{\frac{c^2 - v^2}{c^2}}} \quad (38) \quad M_l = \frac{m}{\frac{c^2 - v^2}{c^2}} \quad (42)$$

Le rispettive forze alle quali è soggetta la sfera planetaria, saranno quelle trovate al capitolo citato nel § 9° e cioè:

$$F_t = \frac{F_o}{\sin \alpha} \quad F_l = \frac{F_o}{\sin^2 \alpha} \quad (2) \quad (14)$$

La prima è diretta secondo il raggio che unisce la sfera planetaria al centro del campo, la seconda è diretta in senso perpendicolare a tale raggio.

Se si lascia libera la sfera planetaria assoggettata a tali forze, essa per effetto di quella  $F_t$  sarà spinta verso il centro del campo, mentre per effetto della  $F_l$  sarà spinta a descrivere cerchi intorno al centro. Ne conseguirà che la sfera planetaria sarà soggetta ad una forza risultante obliqua e costretta perciò a descrivere una traiettoria che non coincide né con i cerchi tracce delle falde concentriche del campo, né con i raggi di essi. Ora noi desideriamo



determinare, per le applicazioni che abbiamo in vista, sia le linee di forza, che le linee di velocità, nonché le traiettorie della sfera planetaria.

Supponiamo, perciò, di riferire il moto al centro  $O$  del vortice, così questo risulterà anche il polo delle curve che cerchiamo ed i raggi  $R$  dei cerchi fluidi successivi saranno anche i raggi delle curve. Con ciò, in qualsiasi punto si trovi la sfera planetaria, la forza  $F_t$  che la spinge al centro del campo, sarà sempre diretta secondo rette che saranno ad un tempo raggi dei cerchi equatoriali delle falde e raggi della curva polare che si cerca, e la forza  $F_l$  sarà sempre diretta tangenzialmente ai cerchi equatoriali delle falde, come si vede in fig. 18.

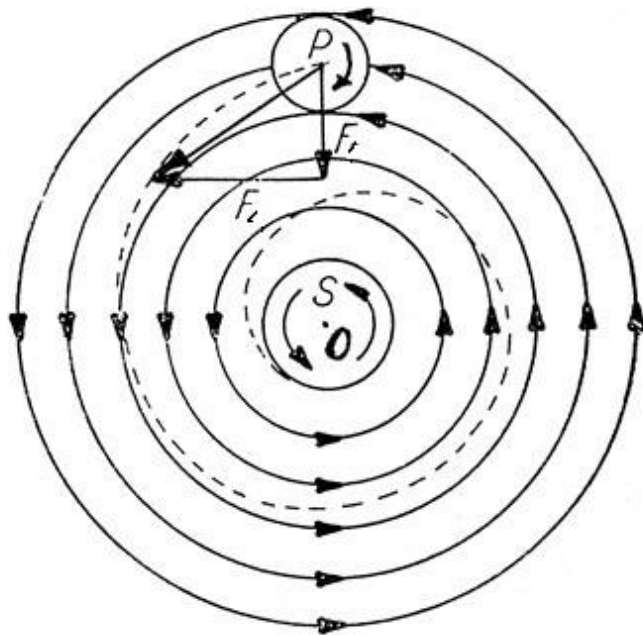


Fig. 18

Campo rotante centro-mosso

$F_t$  forza centripeta (di gravità) –  $F_l$  forza tangenziale di rivoluzione.

La linea tratteggiata è la spirale Todeschini

Ciò premesso, per trovare le curve cercate, facciamo ricorso alla geometria analitica, la quale ci dice che una curva resta definita quando sia noto il valore della tangente dell'angolo  $\beta$ , che la direzione positiva del raggio uscente dall'origine degli assi fa con la tangente alla curva nel punto in cui il raggio incontra la curva stessa. Avendo quindi:

$$\tan \beta = R \frac{d\theta}{dR} \quad (15)$$

Nel nostro caso essendo in qualsiasi punto:

$$c R d\theta = F_l \quad \text{e} \quad c dR = F_t \quad (16)$$

dove  $c$  è una costante dimensionale, avremo:

$$\tan \beta = R \frac{d\theta}{dR} = \frac{F_l}{F_t} \quad (17)$$

Si tratta ora di esprimere i valori di  $F_t$  e  $F_l$  esclusivamente in funzione del raggio  $R$ , cioè di determinare la  $F_o$  in funzione di tale raggio.

Per questo, basterà ricordare che in base alla equivalenza delle formule Coulomb-Petroff, da noi dimostrata al Cap. III § 9° della Teoria delle Apparenze (vedi), la forza  $F_t$  risulta espressa da:

$$F_t = \mu A \frac{dV}{dR} \quad (18)$$

Il gradiente della velocità  $\frac{dV}{dR}$  diventa, tenendo conto della (1):

$$\frac{dV}{dR} = \frac{d}{dR} \left( \frac{H_l}{R} \right) = -\frac{H_l}{R^2} \quad (19)$$

Sostituendo questo valore nella (18) diviene:

$$F_t = -\frac{\mu A H_l}{R^2} \quad (20)$$

D'altra parte, se si pone  $\sin \alpha = -bR^{1/2}$  la prima delle (14) risulta:

$$F_t = -\frac{F_o}{bR^{1/2}} \quad (21)$$

E poiché la (20) e la (21) debbono essere uguali, si ha:

$$-\frac{F_o}{R^{1/2}} = -\frac{\mu A H_l}{R^2}$$

da cui ponendo  $\mu A H_l b = K_1$  si ottiene:

$$F_o = \frac{K_1}{R^{3/2}} \quad (22)$$

La  $F_l$  invece risulta subito determinata dalla seconda delle (14) poiché essendo  $\sin^2 \alpha = b^2 R$ , si ha:

$$F_l = \frac{F_o}{b^2 R}$$

che sostituendo ad  $F_o$  il suo valore dato dalla (22) diventa:

$$F_l = \frac{K_1}{b^2 R^{5/2}} \quad (23)$$

posto  $K_1: b^2 = K_l$  e ponendo  $\mu A H_l = K_t$  la (20) e la (23) diventano:

$$F_t = -\frac{K_t}{R^2} \quad F_l = \frac{K_l}{R^{5/2}} \quad (24)$$

Sostituendo nella (17) i valori di  $F_l$  e  $F_t$  ora trovati, e considerando che la  $F_t$  sia negativa se diretta verso il polo, si ha:

$$R \frac{d\theta}{dR} = \frac{K_l}{R^{5/2}} - \frac{K_t}{R^2}$$

da cui ponendo  $K_l: K_t = K_2$  si ha:

$$\frac{d\theta}{dR} = -\frac{K_2}{R^{3/2}}$$

che integrata rispetto ad  $R$ , diviene:

$$\theta = \frac{2K_2}{R^{1/2}} + K_3$$

Considerando il moto riferito all'origine, per cui sia  $K_3 = 0$  e ponendo  $(2K_2)^2 = K_5$  abbiamo, quadrando:

$$R \theta^2 = K_5 \quad (25)$$

Questa equazione è quella di una spirale, che, sia per distinguerla dalle infinite altre, sia per gli alti significati fisici che le abbiamo scoperti, sia infine per la lunga e dura fatica che ci è costata la sua individuazione, chiameremo: «*Spirale Todeschini*».

Potremo quindi enunciare che: «Le linee di forza di una sfera immersa in un campo rotante centro-mosso sono delle spirali Todeschini che hanno per polo il centro del campo e sviluppandosi attorno ad esso passano per la sfera planetaria immersa nel campo».

(Fig. 18).

Definite, con le (24), le forze trasversali  $F_t$  centripeta (diretta secondo il raggio che unisce la sfera planetaria al centro del campo) e la forza  $F_l$  normale a tale raggio, sarà facile determinare le accelerazioni in quelle due direzioni, se si tiene presente che le forze sono eguali al prodotto delle masse per le

accelerazioni. Dette quindi  $M_t$  ed  $M_l$  la massa longitudinale e trasversale della sfera planetaria, potremo scrivere le (24) sotto le seguenti espressioni equivalenti:

$$F_l = M_l \frac{K'_l}{R^{5/2}} \qquad F_t = -M_t \frac{K'_t}{R^2}$$

nelle quali evidentemente si è considerato che

$$K_l = M_l K'_l \qquad \text{e che} \qquad K_t = M_t K'_t$$

Ne segue che le accelerazioni  $A_l$  longitudinale, e  $A_t$  trasversale, saranno:

$$A_l = \frac{F_l}{M_l} = \frac{K'_l}{R^{5/2}} \qquad A_t = \frac{F_t}{M_t} = -\frac{K'_t}{R^2}$$

ossia:

$$A_l = \frac{K'_l}{R^{5/2}} \qquad A_t = -\frac{K'_t}{R^2} \qquad (26)$$

In base alle (24) ed alle (26) possiamo quindi enunciare che: «Una sfera immersa in un campo rotante Todeschini, è soggetta ad una spinta  $F_t$  ed alla relativa accelerazione  $A_t$  entrambe dirette verso il centro del campo ed inversamente proporzionali al quadrato delle distanze dal centro stesso, ed altresì è soggetta ad una spinta  $F_l$  od alla relativa accelerazione  $A_l$  normali al raggio ed inversamente proporzionali alla radice quadrata della quinta potenza della distanza della sfera planetaria dal centro del campo».

Il lettore si accorgerà subito che le espressioni della forza radiale  $F_t$  e dell'accelerazione  $A_t$  sono formalmente identiche a quelle trovate in astronomia per l'attrazione di gravità, ed a quelle trovate in fisica teorica per l'attrazione coulombiana dei nuclei atomici; né gli sfuggirà che la forza tangenziale  $F_l$  e l'accelerazione relativa  $A_l$  sono proprio quelle che necessitano per giustificare il moto di rivoluzione dei pianeti intorno al Sole, o degli elettroni intorno al nucleo atomico, rivoluzioni che, come abbiamo accennato al Cap. I della Teoria delle Apparenze (vedi), non sono spiegabili ammettendo una sola forza centrale di attrazione.

L'aver trovato che, sia i pianeti del sistema solare, che gli elettroni planetari del nucleo atomico, sono soggetti oltre che a forze ed accelerazioni centripete, anche a forze ed accelerazioni tangenziali, e l'aver definite queste ultime in funzione della distanza delle masse planetarie dal centro di rivoluzione, è una scoperta di importanza capitale perché ci fa capire come, senza ammettere un vuoto assoluto privo di attrito ed un primo impulso, si può spiegare il movimento normale al raggio di rotazione di quelle masse. Sinora nessuno ha scoperto che i corpi celesti e gli elettroni planetari dell'atomo sono soggetti a

forze tangenziali e perciò subiscono accelerazioni tangenziali. Tali forze ed accelerazioni sono quindi entità dinamiche da noi scoperte e sino ad oggi ignorate nel moto astronomico ed atomico.

Posto in rilievo questo importante risultato, cerchiamo ora di determinare le linee di velocità.

SE consideriamo il valore della massa  $m$  della nostra sfera planetaria. come ci è dato dalla (16) del Cap. III § 8° della Teoria delle Apparenze (vedi), abbiamo:

$$m = K_1 \rho \pi r^2 V_r t \quad (27)$$

che moltiplicata per l'accelerazione  $A_t$  ci darà la forza  $F_o$ , cioè:

$$F_o = K_1 \rho \pi r^2 V_r t A_t \quad (28)$$

Stante che  $V_r$  è la velocità dello spazio fluido, velocità che per la (1) è inversamente proporzionale al raggio, sostituendo ad essa tale suo valore ed all'accelerazione  $A_t$  il suo, dato dalla seconda delle (26), avremo:

$$F_o = \frac{K_1 \rho \pi r^2 K'_t}{R^3}$$

e posto  $K_1 \rho \pi r^2 t K'_t = K_4$  sarà:

$$F_o = \frac{K_4 t}{R^3}$$

Sostituendo ad  $F_o$  il suo valore dato dalla 822) abbiamo:

$$\frac{K_1}{R^{3/2}} = \frac{K_4 t}{R^3}$$

da cui posto  $K_1: K_4 = K_t$  e considerando un tempo  $t = T$ , cioè un tempo pari al periodo di rivoluzione della sfera planetaria avremo:

$$T = K_t R^{3/2} \quad (29)$$

la quale ci dice che: «*Immersa una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, il periodo  $T$  di rivoluzione di essa intorno al centro del campo è direttamente proporzionale alla radice quadrata del cubo della distanza  $R$  della sfera dal centro del campo stesso.*».

L'espressione (29) è identica a quella che esprime la 3<sup>a</sup> legge di Keplero, il che ci scopre che tale legge si verifica non solo per le masse celesti, ma anche per quelle immerse in un campo rotante fluido centro mosso, e ciò in netto contrasto con la 1<sup>a</sup> obiezione di Newton, la quale resta così demolita in pieno.

Sarà facile ora, trovato il valore del tempo  $T$  in funzione del raggio, e conoscendo le accelerazioni, trovare le velocità radiali  $V_t$  e quelle tangenziali  $V_l$ . Basterà infatti moltiplicare le (26) per  $T$ , e con ciò risulta:

$$V_l = \frac{K'_l}{R^{5/2}} K_t R^{3/2} \quad V_t = -\frac{K'_t}{R^2} K_t R^{3/2}$$

$$\text{Posto } K'_l K_t = H_l \quad \text{e} \quad K'_t K_t = H_t$$

avremo:

$$V_l = \frac{H_l}{R} \quad V_t = \frac{H_t}{R^{1/2}} \quad (30)$$

Queste due equazioni ci svelano che: «Immersa una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, essa assume velocità istantanee  $V_l$  di rivoluzione inversamente proporzionali alla sua distanza  $R$  dal centro del campo, e velocità istantanee centripete  $V_t$  inversamente proporzionali alla radice quadrata di tale distanza».

Facciamo subito notare che la prima delle (30) essendo identica alla legge delle aree, ci svela che anche nei fluidi, come in astronomia, si verificano contemporaneamente la 2<sup>a</sup> e la 3<sup>a</sup>, di Keplero, e ciò in netto contrasto con la seconda obiezione del Newton sollevata contro la teoria dei vortici, obiezione che perciò cade clamorosamente.

La seconda delle (30) ci scopre invece che i corpi celesti e gli elettroni planetari dell'atomo, oltre ad avere una velocità di rivoluzione  $V_l$  ne hanno anche una radiale  $V_t$  la cui espressione in funzione del raggio è data appunto dalla (30).

Ottenute così le velocità longitudinale  $V_l$  e trasversale  $V_t$ , è facile, con le solite considerazioni geometriche, trovare le linee di velocità. Ponendo infatti:

$$c_1 V_l = R d\theta \quad c_1 V_t = dR$$

risulta:

$$\tan \beta = R \frac{d\theta}{dR} = -\frac{V_l}{V_t}$$

E sostituendo ai valori delle velocità quelli espressi dalla (30) avremo:

$$R \frac{d\theta}{dR} = \frac{H_l}{R} : -\frac{H_t}{R^{1/2}}$$

Posto  $H_l : H_t = H_{t2}$  si ha:

$$\frac{d\theta}{dR} = -\frac{H_2}{R^{3/2}}$$

che integrata rispetto al raggio diviene:

$$\theta = 2\frac{H_2}{R^{1/2}} + H_3$$

Considerando il moto dall'origine, per cui  $H_3 = 0$  e ponendo  $(2H_2)^2 = H_s$  avremo:

$$R \theta^2 = H_s \quad (31)$$

La quale ci svela che: «Le linee di velocità di una sfera immersa in un campo rotante centro-mosso sono delle spirali Todeschini».

Per ottenere ora gli spazi percorsi dalla sfera planetaria in direzione radiale  $S_t$  e quelli longitudinali  $S_l$  non avremo che da moltiplicare le velocità espresse dalle (30) per il tempo  $T$  espresso dalla (29). Con ciò risulta:

$$S_l = \frac{H_l}{R} K_t R^{3/2} \quad S_t = \frac{H_t}{R^{1/2}} K_t R^{3/2}$$

$$\text{Posto } H_l K_t = L_l \quad \text{e} \quad H_t K_t = L_t$$

avremo:

$$S_l = L_l R^{1/2} \quad S_t = -L_t R \quad (32)$$

Le quali ci scoprono che: «Immersa una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, ella percorre degli spazi di rivoluzione  $S_l$  che sono proporzionali alla radice quadrata della sua distanza dal centro del campo, e degli spazi  $S_t$  radiali (di caduta) che sono proporzionali alla distanza citata».

È da osservare subito che le (32) sono in perfetta concordanza con la caduta dei gravi sulla Terra. Qualora infatti si faccia cadere un corpo situato ad una certa altitudine dal terreno, pari ad esempio ad un raggio  $R$  terrestre, nel tempo che il mobile cade a Terra, un punto della superficie di questa percorre uno spazio espresso dalla prima delle (32), spazio che è quello descritto dal punto per effetto del movimento di rotazione della Terra. Stante che tale moto è uniforme, cioè è compiuto a velocità costante, per avere lo spazio percorso dal punto situato alla superficie della Terra basterà moltiplicare tale velocità costante per il tempo  $t$  che il corpo cadente impiega a percorrere il dislivello che lo separa da Terra, sarà cioè:

$$S_t = h t = L_l R^{1/2}$$

Posto  $h$ :  $L_l = K$  sarà:

$$R = K t^2$$

ossia sostituendo tale valore nella seconda delle (32) e posto  $-L_t K = g$  risulta:

$$S_t = g t^2 \quad (33)$$

Questa espressione, come si vede, è identica a quella famosa che Galileo trovò valida per la caduta dei gravi. *c. v. d.*

La traiettoria descritta dalla sfera planetaria nel cadere verso il centro del campo, si otterrà immediatamente con le solite considerazioni geometriche, ponendo:

$$S_l = R d\theta \quad S_t = dR$$

Risulterà allora:

$$\tan \beta = R \frac{d\theta}{dR} = -\frac{S_l}{S_t}$$

sostituendo ad  $S_l$  e  $S_t$  i loro valori dati dalle (32) avremo:

$$R \frac{d\theta}{dR} = -\frac{L_l R^{1/2}}{L_t R}$$

Posto  $L_l$ :  $L_t = L_2$  avremo:

$$\frac{d\theta}{dR} = -\frac{L_2}{R^{3/2}}$$

ed integrando rispetto al raggio si ha:

$$\theta = \frac{2L_2}{R^{1/2}} + L_3$$

Considerando il moto riferito all'origine per cui risulta  $L_3 = 0$  e ponendo  $(2L_2)^2 = L_5$  avremo quadrando:

$$R \theta^2 = L_5 \quad (34)$$

la quale ci svela che: «Le traiettorie percorse da una sfera planetaria immersa in un campo rotante centro-mosso sono delle spirali Todeschini».



È da osservare che questa scoperta è in armonia con la sperimentazione per quanto riguarda la caduta dei gravi a Terra.

Qualora infatti si consideri oltre al moto di caduta, anche quello di rotazione del nostro pianeta, i corpi che cadono a Terra percorrono delle spirali.

La scoperta di cui sopra è invece in netto contrasto con la 1<sup>a</sup> legge di Keplero per quanto riguarda i corpi celesti, poiché quella legge asserisce che i pianeti descrivono intorno al Sole delle elissi.

Ma noi abbiamo già fatto osservare al Cap. I° della Teoria delle Apparenze (vedi) come questa legge sia inattendibile per il fatto che Newton dimostrò essere i corpi celesti soggetti alla stessa forza di gravità che sollecita i corpi cadenti a Terra. Quindi sia i corpi celesti che quelli cadenti a Terra essendo soggetti alle stesse forze dovrebbero percorrere traiettorie simili, cioè delle spirali Todeschini, come da noi trovato.

Su questo argomento ritorneremo in seguito, però non possiamo qui fare a meno di far notare che gli elettroni descrivono intorno al nucleo delle traiettorie a spirale, il che ci porta una conferma del microcosmo che rende ancor più dubbio che nel macrocosmo le traiettorie siano delle coniche, come asserisce Keplero, invece che delle spirali come abbiamo trovato noi.

Ottenute le espressioni delle accelerazioni, delle velocità e degli spazi, trasversali e longitudinali, vediamo ora di calcolare le loro risultanti, applicando il teorema di Pitagora.

La risultante  $A_r$  delle accelerazioni si otterrà dalla somma geometrica delle (26), cioè:

$$A_r = \sqrt{A_l^2 + A_t^2}$$

e sostituendo alle accelerazioni componenti i loro valori, si ha:

$$A_r = \sqrt{\frac{K_l^2}{R^5} + \frac{K_t^2}{R^4}} \quad (35)$$

La velocità risultante  $V_r$  si otterrà parimenti dalla somma geometrica delle (30), cioè:

$$V_r = \sqrt{\frac{H_l^2}{R^2} + \frac{H_t^2}{R}} \quad (36)$$

La risultante  $S_r$  degli spazi si otterrà con lo stesso procedimento, e sarà:

$$S_r = \sqrt{L_l^2 R + L_t^2 R^2} \quad (37)$$

Disponendo ora i vettori relativi alle componenti ed alla risultante secondo

i lati di triangoli retti avremo le rappresentazioni schematiche di cui alle Figg. (19) (20) (21).

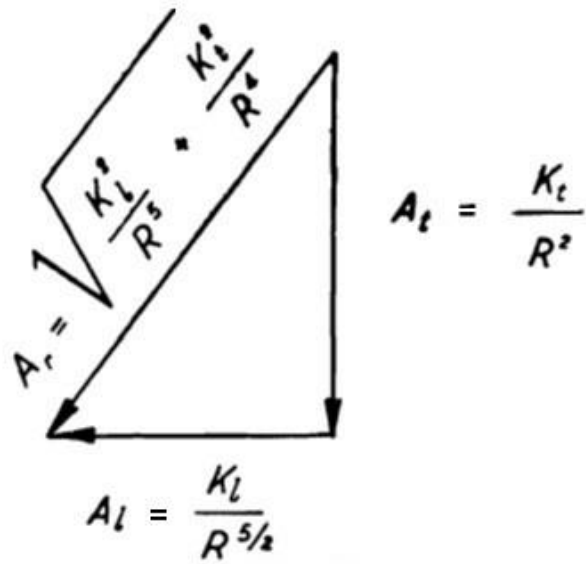


Fig. 19

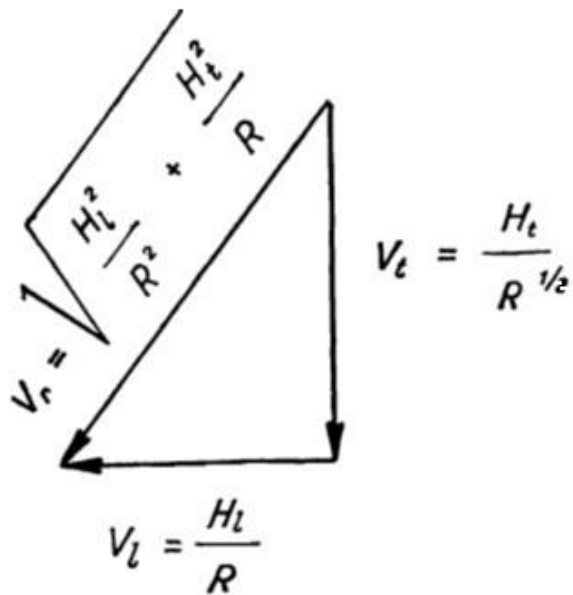


Fig. 20

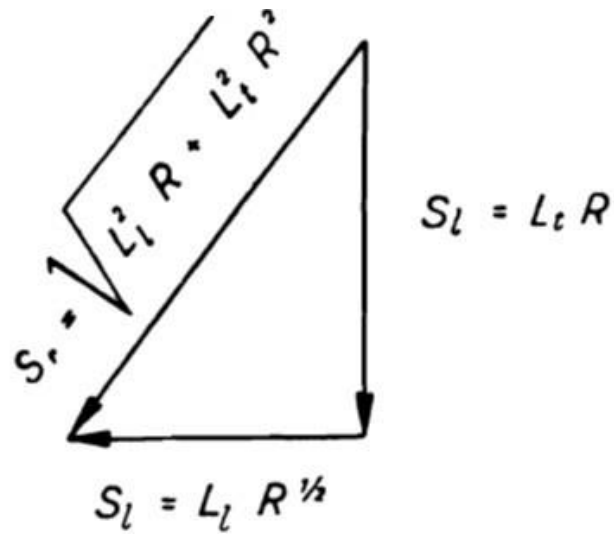


Fig. 21

Desideriamo ora, prima di chiudere questo paragrafo, trarre un'ultima relazione relativa al valore del rapporto di due masse sferiche planetarie, in funzione della loro distanza  $R$  dal centro del campo.

È chiaro che essendo le masse i rapporti tra pesi ed accelerazioni, potremo scrivere:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{P_1}{g} : \frac{P_2}{g} \quad (38)$$

od anche:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{P_1}{P_2} \quad (39)$$

Ma poiché per la (21) del Cap. III § 9\* della teoria delle Apparenze (vedi), il peso si identifica con la forza centripeta  $F_t$  la (39) diventa:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{F_t'}{F_t''}$$

e sostituendo in questa i valori delle forze dati dalla (20), avremo:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu K_1 A_1}{R_1^2} : \frac{\mu K_2 A_2}{R_2^2}$$

Dalla quale, tenendo conto che l'area maestra delle due sfere è rispettivamente uguale a:

$$A_1 = \pi r_1^2 \qquad A_2 = \pi r_2^2$$

avremo:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu K_1 \pi r_1^2}{R_1^2} : \frac{\mu K_2 \pi r_2^2}{R_2^2}$$

Moltiplicando e dividendo la prima frazione del secondo membro per  $K'_t$  e posto  $\frac{K_1}{K_2} = h_1$  avremo:

$$\frac{m_1}{m_2} = h_1 \frac{r_1^2 R_1^2 K'_t}{r_2^2 R_2^2 K'_t} \qquad (39)\text{bis}$$

Ma tenendo conto della (26) risulta:

$$\frac{K'_t}{R_1^2} = A'_{t1} \qquad \text{e} \qquad \frac{K'_t}{R_2^2} = A'_{t2}$$

Dove  $A'_{t1}$  e  $A'_{t2}$  sono le accelerazioni centripete delle due masse considerate. La (39)bis diviene perciò:

$$\frac{m_1}{m_2} = h_1 \frac{r_1^2 A'_{t1}}{r_2^2 A'_{t2}} \qquad (40)$$

la quale ci scopre che: «Il rapporto delle masse di due sfere planetarie immerse in un campo rotante Todeschini è proporzionale al rapporto del prodotto dei quadrati dei raggi delle masse per la loro accelerazione centripeta».

Vedremo come questa formidabile scoperta sia confermata in pieno nell'astronomia, e come la (40) assurga così a nuova legge universale.

Allo scopo di sintetizzare l'esposizione ed i concetti, con poche parole, converremo di chiamare «effetti Todeschini» tutti quei fenomeni da noi scoperti che si verificano quando si introduce una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, e precisamente la genesi della rotazione su sé stessa della sfera, il sorgere delle sue masse trasversali e longitudinali, la particolare scomposizione delle forze, delle velocità, delle accelerazioni e degli spazi, nonché le loro risultanti, le linee di velocità, quelle di forza e le traiettorie.

È sicuramente utile riassumere qui di seguito gli enunciati delle scoperte che abbiamo trovate e dimostrate:

117<sup>a</sup> Scoperta - Immersa una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, questa assume un moto di rotazione attorno al suo asse polare normale al piano del campo con una velocità  $C$  di rotazione che è inversamente proporzionale alla radice quadrata della distanza  $R$  che intercorre tra il centro del campo e quello della sfera planetaria, secondo la relazione:

$$C = \frac{K}{\sqrt{R}}$$

118<sup>a</sup> Scoperta - Immersa: una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, essa assumendo una velocità di rotazione  $C$ , ed essendo investita dalla corrente circolare dello spazio fluido avente velocità  $V_l$  per effetto Magnus, manifesta una massa trasversale  $M_t$  ed una longitudinale  $M_l$  che rispetto alla sua massa  $M$ , sono espresse dalle seguenti relazioni:

$$M_t = \frac{m}{\sqrt{\frac{c^2 - v^2}{c^2}}} \qquad M_l = \frac{m}{\frac{c^2 - v^2}{c^2}}$$

119<sup>a</sup> Scoperta - Una sfera planetaria immersa in un campo rotante Todeschini, è soggetta ad una forza  $F_t$  diretta verso il centro del campo (Centripeta) che è inversamente proporzionale al quadrato della distanza  $R$  della sfera dal centro del campo, e ad una forza  $F_l$  normale a quella centripeta che è inversamente proporzionale alla radice della quinta potenza di tale distanza, secondo le relazioni:

$$F_t = -\frac{K_t}{R^2} \qquad F_l = \frac{K_l}{R^{5/2}}$$

120<sup>a</sup> Scoperta - Le linee di forza di una sfera planetaria immersa in un campo rotante centro-mosso sono delle spirali Todeschini, determinate dalla seguente relazione:

$$R \theta^2 = K_s$$

121<sup>a</sup> Scoperta - Una sfera planetaria libera di muoversi in un campo rotante Todeschini assume un'accelerazione centripeta  $A_t$  verso il centro del campo che è inversamente proporzionale al quadrato della sua distanza  $R$  da tale centro, ed un'accelerazione  $A_l$  di rivoluzione che è inversamente proporzionale alla radice quadrata della quinta potenza della sua distanza dal centro del campo, secondo le relazioni:

$$A_l = \frac{K'_l}{R^{5/2}} \qquad A_t = -\frac{K'_t}{R^2}$$

La risultante  $A_{tr}$  di tali accelerazioni è data dalla relazione:

$$A_r = \sqrt{\frac{K_l'^2}{R^5} + \frac{K_t'^2}{R^4}}$$

122<sup>a</sup> Scoperta - Le linee di accelerazione di una sfera immersa in un campo rotante centro-mosso sono delle spirali Todeschini, che rispondono alla relazione:

$$R \theta^2 = K_s$$

123<sup>a</sup> Scoperta - Il periodo  $T$  di rivoluzione di una sfera planetaria immersa in un campo rotante Todeschini, è proporzionale alla radice quadrata del cubo della distanza  $R$  della sfera dal centro del campo, secondo la relazione:

$$T = K_t R^{3/2}$$

124<sup>a</sup> Scoperta - Immersa una sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, essa assume velocità istantanea di rivoluzione  $V_l$  inversamente proporzionale alla sua distanza  $R$  dal centro del campo, e velocità istantanea centripeta  $V_t$  inversamente proporzionale alla radice quadrata della citata distanza, secondo le relazioni:

$$V_l = \frac{H_l}{R} \qquad V_t = \frac{H_t}{R^{1/2}}$$

La risultante di tali velocità è data dalla relazione:

$$V_r = \sqrt{\frac{H_l^2}{R^2} + \frac{H_t^2}{R}}$$

125<sup>a</sup> Scoperta - Le linee di velocità di una sfera planetaria immersa in un campo rotante Todeschini, sono delle spirali Todeschini. rispondenti alla relazione:

$$R \theta^2 = H_s$$

126<sup>a</sup> Scoperta - Immersa un sfera planetaria in un campo rotante Todeschini, essa percorre degli spazi di rivoluzione  $S_l$  che sono proporzionali alla radice quadrata della sua distanza  $R$  dal centro del campo, e degli spazi  $S_t$  radiali che sono proporzionali alla distanza citata, secondo le relazioni:

$$S_l = L_l R^{1/2} \qquad S_t = -L_t R$$

La risultante  $S_r$  di tali spazi è data dalla relazione:

$$S_r = \sqrt{L_l^2 R + L_t^2 R^2}$$

127<sup>a</sup> Scoperta - Le traiettorie percorse da una sfera planetaria immersa in un campo rotante Todeschini, sono delle spirali Todeschini, rispondenti alla relazione:

$$R \theta^2 = HL_s$$

128<sup>a</sup> Scoperta - Il rapporto delle masse  $m_1$  e  $m_2$  di due sfere planetarie situate a diverse distanze dal centro di un campo rotante Todeschini, è proporzionale al rapporto del quadrato dei raggi delle masse  $r_1$  e  $r_2$  moltiplicato per il rapporto delle loro accelerazioni di gravità, secondo la relazione:

$$\frac{m_1}{m_2} = h'' \frac{r_1^2 A_t'}{r_2^2 A_t''}$$

129<sup>a</sup> Scoperta - In un campo rotante Todeschini si verifica la 3<sup>a</sup> legge di Keplero nel moto delle sfere planetarie immerse nel campo, epperò la prima obiezione sollevata da Newton contro una teoria fluidodinamica dell'universo risulta abbattuta.

130<sup>a</sup> Scoperta - Le sfere planetarie immerse nel campo rotante Todeschini, si muovono obbedendo contemporaneamente alla 2<sup>a</sup> ed alla 3<sup>a</sup> legge di Keplero, epperò la seconda obiezione sollevata da Newton contro una teoria fluidodinamica universale risulta infondata.

Se si considerano le espressioni delle velocità di rivoluzione  $V_l$ , radiali  $V_t$  e quelle delle linee di velocità di una sfera planetaria immersa in un campo rotante Todeschini, espressioni date dalle (30) e (31) del paragrafo precedente, si vede che esse possono scriversi così:

$$V_l = \frac{H_l}{R} \quad V_t = \frac{H_t}{R^{1/2}} \quad \theta^2 = \frac{H_s}{R} \quad (1)$$

Tutti tre i valori dei primi membri sono inversamente proporzionali alle distanze  $R$  dal centro del campo della massa planetaria considerata. Le linee di livello di tali valori, quindi, si sovrappongono. Infatti, preso un segmento  $OX$  e diviso in parti eguali, elevando dai punti di suddivisione le perpendicolari sino ai punti di incontro della iperbole equilatera rappresentata dalle (1), avremo nelle ordinate  $Y$  così definite, i valori dei raggi  $R$  dei cerchi che sono le linee di livello cercate (Fig. 22).

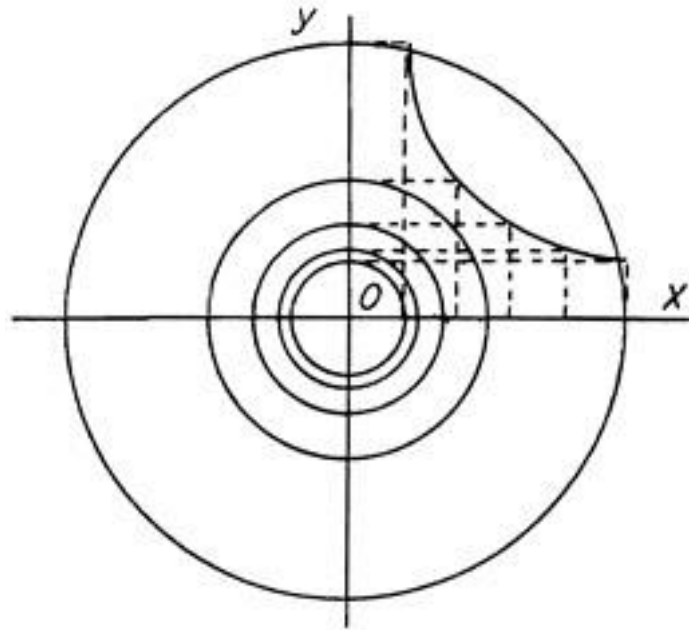


Fig. 22

Costruzione grafica per ottenere i cerchi di livello

Per la terza delle (1), la spirale Todeschini, deve quindi ad ogni giro completo attorno all'origine tagliare i cerchi linee di livello. Passando da una di tali linee all'altra, la sfera planetaria acquista o perde eguali incrementi di velocità tangenziali  $V_l$ , eguali incrementi di quadrati di velocità radiali  $V_t^2$ .



Questo vuol dire che se si considerano i valori espressi dalle prime due delle (1) in due punti diversi posti su due differenti linee di livello  $a$  e  $b$ , potremo porre:

$$V_{lb} - V_{la} = K \qquad V_{tb}^2 - V_{ta}^2 = K_1$$

dalle quali si ha immediatamente:

$$V_{lb} = K + V_{la} \qquad V_{tb}^2 = K_1 + V_{ta}^2 \qquad (2)$$

È chiaro che, per quanto sopra dimostrato, i raggi dei cerchi linee di livello si possono ottenere immediatamente anche senza ricorrere alla costruzione della Fig. 22.

Basterà perciò sviluppare una spirale Todeschini dal centro del campo e nei punti ove essa interseca l'asse  $Y$ , avremo gli estremi dei successivi raggi  $OD$ ,  $DC$ , ecc., dei cerchi linee di livello. Questa nuova proprietà della nostra spirale, come vedremo ci tornerà utilissima per determinare le distanze dei pianeti dal Sole, e degli elettroni dal nucleo, in quanto, come dimostreremo, la materia tende a concentrarsi nei punti  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , .... di intersezione della spirale con le linee di livello (Fig. 23).

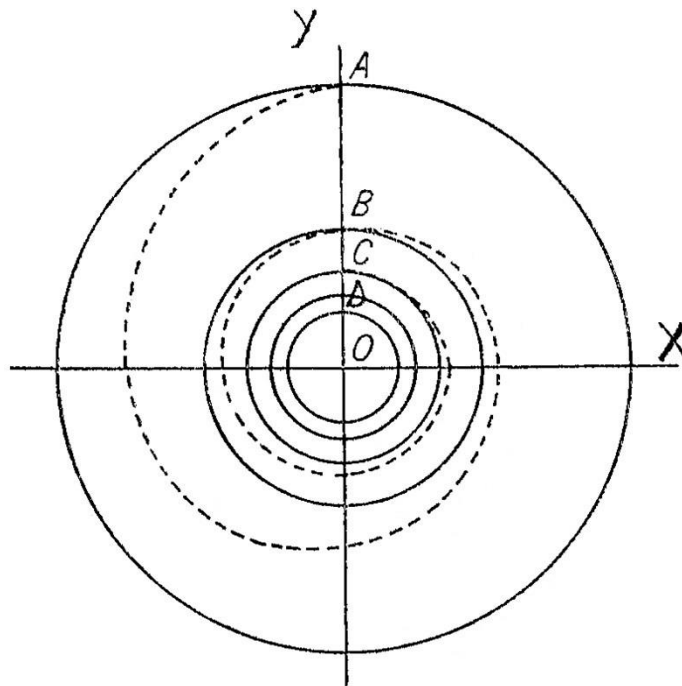


Fig. 23

La spirale Todeschini che interseca i cerchi planetaria sia immersa nel campo

Facciamo subito rilevare che questi punti sono anche i punti doppi della spirale, cioè quelli dove si incrociano i due rami opposti 1 e 2, di essa, dopo un giro completo intorno all'origine che coincide con il centro del campo. (Fig. 24).

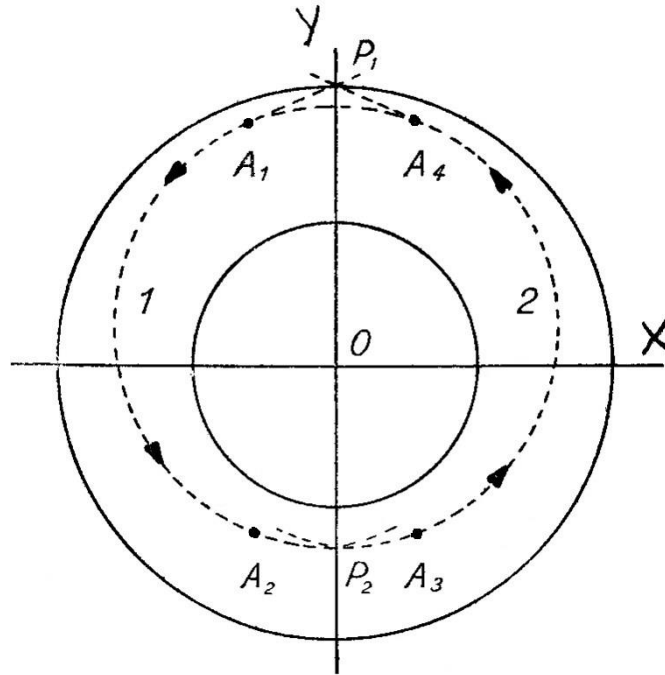


Fig. 24

Rami simmetrici ed opposti della spirale Todeschini che si incontrano nei punti doppi P1 e P2. La linea tratteggiata risultante è la traiettoria dei corpi celesti e degli elettroni che rivoluiscono intorno al loro centro.

Se consideriamo che una sfera planetaria sia immersa nel campo nel punto A, essa percorre la traiettoria a spirale di livello ad ogni giro intorno all'origine. nel punto A, essa percorre la traiettoria a spirale, come dimostrato al paragrafo precedente e durante tale percorso essa si avvicina sempre più al centro del campo, aumentando perciò, in base alla legge delle aree, la propria velocità  $V_l$ . Questo vuol dire che diminuisce sempre più la velocità relativa  $V_l'$  tra fluido e sfera, e se il fluido circola con velocità  $V_l''$  avremo evidentemente:

$$V_l'' - V_l = V_l' \quad (3)$$

Ora a seconda che sia:

$$V_l'' \geq V_l \quad \text{avremo} \quad V_l' \geq 0 \quad (4)$$

quando  $V'_l > 0$  il fluido investe la sfera planetaria nel senso del moto di rivoluzione, e come abbiamo visto, per effetto Todeschini-Magnus, essa è soggetta ad una forza centripeta  $-F_t$  in quanto la semisfera situata verso il centro del campo ha velocità di rotazione concorde con la direzione ed il senso della velocità relativa di rivoluzione del fluido.

Se viceversa  $V'_l < 0$ , la sfera avanza nel senso del moto di rivoluzione rispetto al fluido, e perciò è come se fosse investita da esso con una corrente di velocità  $-V'_l$  diretta in senso opposto alla velocità di rotazione  $C$  della semisfera rivolta verso il centro del campo. Ne segue che la sfera sarà soggetta ad una forza centrifuga  $F_t$  (Fig. 24bis).

Quando invece sia  $V'_l = 0$ , cioè il fluido del campo e la sfera hanno la stessa velocità di rivoluzione, nessuna forza radiale verrà esercitata, e questo in perfetta armonia con quanto abbiamo dimostrato al Cap. III della teoria delle Apparenze (vedi) sulla natura intima della forza centrifuga.

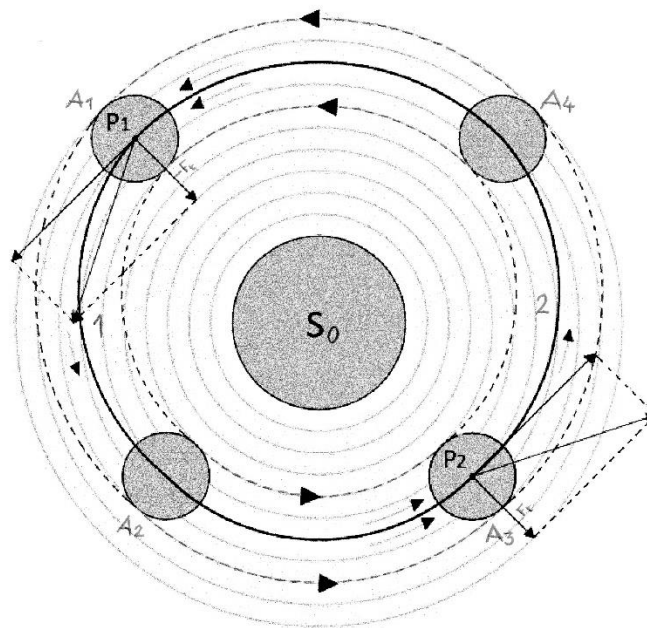


Fig. 24 bis

Campo centro-mosso del Sistema Solare

S=Sole – P1=Pianeta soggetto all'effetto Todeschini-Magnus in un punto nel quale nella somma vettoriale di tutte le forze in gioco predomina la forza centripeta – P2 =Pianeta soggetto all'effetto Todeschini-Magnus in un punto nel quale nella somma vettoriale di tutte le forze in gioco predomina la forza centrifuga.

————— Spirale Universo - Todeschini

Dalle (3) e (4) risulta anche che:

$$V_l'' - V_l' = V_l$$

la quale se  $V_l' = 0$  ci dà sempre  $V_l$  positivo.  
Potremo dunque concludere che per

$$V_l' = 0 \quad \text{sarà } F_t = 0 \quad V_l = 0 \quad (5)$$

Ma nel paragrafo precedente abbiamo dimostrato che se  $F_t > 0$  le linee di forza, di velocità e le traiettorie sono spirali Todeschini.

Nei punti invece dove risulta  $F_t = 0$ , non essendovi forze radiali, la sfera planetaria non si avvicina né si allontana dal centro del campo, cioè in tali punti le linee di forza, di velocità e le traiettorie saranno archi di cerchi.

Nei punti invece dove risulta  $F_t < 0$ , le linee di forza, di velocità, e le traiettorie risulteranno immediatamente cambiando di segno alle (24) (30) e (32) del § precedente, e conseguentemente alle (25) (31) e (34). Queste ultime tre espressioni diventano quindi:

$$-R \theta^2 = K_s \quad -R \theta^2 = H_s \quad -R \theta^2 = L_s \quad (6)$$

Queste sono le equazioni di tre spirali Todeschini che si svolgono dal polo mantenendo le loro concavità opposte a quelle delle spirali omonime e simmetriche di segno positivo già trovate con le (25) (31) e (34).

Ora se conveniamo di prendere l'origine degli angoli a partire dalla direzione delle  $y$ , con una rotazione positiva del raggio mobile da destra a sinistra, il punto di intersezione di tale raggio con la spirale, sarà un punto mobile, che si avvicina al centro del campo, e ciò con la spirale che chiameremo «centripeta».

Con la spirale simmetrica ed opposta, invece, per lo stesso verso di rotazione del raggio, il punto mobile di intersezione del raggio con la curva, si allontanerà dal centro, e perciò converremo di chiamare «centrifuga» tale spirale.

Riferendoci alla Fig. 24, la spirale centripeta è quella segnata col numero 1, mentre quella centrifuga è quella segnata col numero 2.

Da quanto sopra dimostrato, risulta che la velocità  $V_l'$  del fluido rispetto alla sfera planetaria, diminuisce, ma si mantiene positiva dal punto  $A_1$  al punto  $A_2$  e quindi tra questi due punti essa descrive il tratto di spirale centripeta.

Dal punto  $A_2$  al punto  $A_3$  essa mantiene una velocità di rivoluzione eguale a quella del fluido, cioè avendo una velocità relativa a questo nulla ( $V = 0$ ), essa seguirà il tratto compreso fra questi due punti descrivendo un arco di circonferenza. Dal punto  $A_3$  al punto  $A_4$ , la velocità relativa del fluido rispetto alla sfera sarà negativa, e perciò essa descriverà questo tratto seguendo la

spirale centrifuga. Dal punto  $A_4$  al punto  $A_1$  essendo la velocità relativa della sfera rispetto al fluido nulla, la sfera descriverà un altro arco di circonferenza. In definitiva la sfera planetaria descriverà una curva chiusa attorno al centro del campo, curva determinata da due rami di spirale Todeschini simmetrici ed opposti collegati nei punti doppi da due archi di circonferenza.

Si comprende subito che se il sistema solare è un campo rotante Todeschini, ed i pianeti descrivono delle curve chiuse eccentriche, come quelle da noi ora descritte, è molto difficile con misure astronomiche determinare se tali curve siano spirali simmetriche oppure ellissi, come sostiene Keplero, e ciò tanto più che tutte le leggi trovate da quell'astronomo, come abbiamo dimostrato, sono realizzate in entrambi i casi.

A parte questo, vi è però da osservare che se si effettuano le misure a bordo di un sistema come la Terra, disposta sulla stessa spirale sulla quale sono disposti, sia pur più distanti dal centro, gli altri pianeti, ne risultano per questi traiettorie apparenti coniche che sono diverse da quelle realmente descritte (spirali); vedi la dimostrazione nella Teoria delle Apparenze.

Potremo quindi dire che: «*Se si computa il moto dei pianeti da un altro pianeta situato sulla stessa spirale, le orbite apparenti di essi sono delle coniche Kepleriane, mentre se si computa quel moto dal centro del campo, sono delle spirali Todeschini*».

Il lettore comprenderà subito che questa scoperta abbatte la 3<sup>a</sup> obiezione sollevata dal Newton contro la teoria fluido-dinamica dell'Universo, non solo, ma spiega il contrasto da noi scoperto tra la traiettoria dei gravi cadenti a Terra (spirali) e le traiettorie dei pianeti cadenti verso il Sole (coniche), in quanto sia gli uni che gli altri, se si computa il moto rispetto al centro, descrivono in realtà delle spirali Todeschini, come esige una meccanica unitaria che risponda al concetto che a cause uguali corrispondano eguali effetti.

Ciò dimostrato possiamo enunciare le seguenti scoperte:

*131<sup>a</sup> Scoperta - In un campo rotante Todeschini le linee di livello delle velocità di rivoluzione  $V_l$  dei quadrati delle velocità radiali  $V_t$  e dei quadrati degli angoli della spirale Todeschini sono costituite da cerchi concentrici, secondo le relazioni:*

$$V_l = \frac{H_l}{R} \quad V_t = \frac{H_t}{R^{1/2}} \quad \theta^2 = \frac{H_s}{R}$$

*132<sup>a</sup> Scoperta - Se si immerge in un campo rotante Todeschini una sfera planetaria, a seconda che la velocità relativa  $V_l'$  del campo rispetto alla sfera sia positiva, negativa, o nulla ( $V_l' \geq < 0$ ) essa descrive il ramo centripeto o quello centrifugo della spirale Todeschini, oppure degli archi di circonferenza.*

*133<sup>a</sup> Scoperta - Se una sfera planetaria immersa in un campo rotante centro-mosso, inverte la sua velocità relativa allo spazio fluido nei punti doppi della spirale Todeschini, la sfera descrive una curva chiusa intorno al centro del campo che si identifica con i rami simmetrici di quella spirale, raccordati nei punti doppi di essa con archi di circonferenza.*

*Se viceversa, nei punti doppi della spirale Todeschini, la velocità relativa della sfera rispetto allo spazio fluido, non si inverte, la sfera continua il suo moto di caduta verso il centro del campo seguendo il ramo centripeto della spirale, oppure continua il suo moto di allontanamento dal centro del campo seguendo il ramo centrifugo della spirale.*

*134<sup>a</sup> Scoperta - Se si computa il moto dei pianeti da un altro pianeta situato sulla stessa spirale, le orbite apparenti di essi risultano delle coniche Kepleriane, mentre se si computa quel moto dal centro del campo, risultano delle spirali Todeschini.*

*135<sup>a</sup> Scoperta - Se si computa il moto dei pianeti attorno al Sole, e quello dei gravi cadenti a Terra, tenendo conto del moto di rotazione del centro attraente, essi descrivono delle spirali Todeschini, proprio come descrivono le sfere planetarie immerse in un campo rotante fluido centro-mosso, e la terza obiezione di Newton contro la concezione fluidodinamica dell'universo risulta infondata.*

*136<sup>a</sup> Scoperta - La spirale Todeschini che si svolge dal centro di un campo rotante omonimo, gode della proprietà di incontrare ad ogni suo giro attorno all'origine le linee di livello delle velocità tangenziali  $V_t$ , e le linee di livello dei quadrati delle velocità radiali  $V_r$ .*