

– Origine della meccanica quantistica .

Trattando la teoria generale degli spazi rotanti, abbiamo visto che, quando le masse planetarie sono trascurabili rispetto a quella centrale, che genera lo spazio rotante, la geometria delle orbite risulta praticamente indipendente dal valore delle masse.

Abbiamo anche visto che i punti " dello spazio fisico " circostante un aggregato materiale rotante su se stesso raggiungono la condizione di equilibrio con un moto su particolari orbite, circolari e discrete, che vengono caratterizzate dai valori :

$$R_n = \frac{R_1}{n^2} \quad ; \quad V_{eq}^2 = \frac{K^2}{R_n}$$

Tra due orbite consecutive R_n ed R_{n+1} non è possibile trovare alcuna orbita circolare di equilibrio stabile.

Se dunque, sull'orbita dello spazio rotante avente raggio R_n , mettiamo una particella materiale avente velocità V^2 rispetto al centro dello spazio rotante, e risulta $V^2 = V_{eq}^2$, essa risulta in equilibrio e si mantiene ad una distanza dal centro $R_n = \text{costante}$.

Tutte queste circostanze possono essere verificare facilmente considerando il problema sotto l'aspetto energetico.

Il lavoro che lo spazio rotante compie per spostare la massa m da $R = \infty$ alla distanza R dal centro vale:

$$L = \int_{\infty}^R F(R) dR = \int_{\infty}^R - \frac{K^2}{R^2} m dR = m \cdot \frac{K^2}{R}$$

Se si considera il sistema conservativo, la massa m acquista una energia potenziale:

254a

$$E_p = -L = -m \cdot \frac{K^2}{R}$$

Se indichiamo con E_c il valore dell'energia cinetica posseduta dalla massa in moto, la sua energia totale, nel caso più generale risulta :

$$E = E_c + E_p$$

e quindi :

$$E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot V^2 - m \cdot \frac{K^2}{R}$$

sostituendo l'espressione della velocità in coordinate polari, si ottiene :

$$E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left[\dot{R}^2 + (R \cdot \dot{\vartheta})^2 \right] - m \cdot \frac{K^2}{R}$$

dalla quale si ricava :

$$\dot{R}^2 = \frac{2 \cdot E}{m} + \frac{2 \cdot K^2}{R} - (R \cdot \dot{\vartheta})^2$$

Se il momento delle forze esterne, rispetto al centro di rotazione, vale zero, deve essere verificata la conservazione del momento angolare e quindi si ha :

$$(R \cdot \dot{\vartheta})^2 = \frac{C^2}{R^2}$$

che, sostituita nella precedente relazione, fornisce :

$$\dot{R}^2 = \frac{2 \cdot E}{m} + \left[\frac{K^2}{C} \right]^2 - \left[\frac{C}{R} - \frac{K^2}{C} \right]^2$$

254b

Se viene verificato anche il principio di conservazione dell' energia, si ha anche $E = \text{costante}$ e quindi si può porre:

$$\frac{2 \cdot E}{m} + \left[\frac{K^2}{C} \right]^2 = \alpha^2 = \text{costante}$$

$$\left[\frac{C}{R} - \frac{K^2}{C} \right]^2 = u^2$$

da cui, differenziando, si ottiene :

$$du = - \frac{C}{R^2} dR$$

sostituendo, si ottiene l' equazione differenziale :

$$\dot{R}^2 = \alpha^2 - u^2$$

equivalente a:

$$\frac{dR}{dt} = \pm \sqrt{\alpha^2 - u^2}$$

Questa relazione ha un campo di esistenza, dunque si può realizzare, fisicamente, solo per :

$$\alpha^2 \geq u^2$$

e quindi per :

$$\frac{2 \cdot E}{m} + \left[\frac{K^2}{C} \right]^2 \geq \left[\frac{C}{R} - \frac{K^2}{C} \right]^2$$

ovvero :

$$\frac{2 \cdot E}{m} \cdot R^2 + 2 \cdot K^2 \cdot R - C^2 \geq 0$$

che si può anche scrivere :

254c

$$\left[\frac{2 \cdot E}{m} \cdot R + 2 \cdot K^2 \right] \geq \frac{C^2}{R}$$

Ricordando che :

$$E = E_c + E_p = \frac{1}{2} m V^2 - m \frac{K^2}{R} = \frac{1}{2} \cdot m V^2 - m V_{eq}^2$$

si ha : $\frac{2 \cdot E}{m} = V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2$ con $V_{eq}^2 = \frac{K^2}{R}$

In definitiva quindi, per poter avere soluzioni reali, dovrà essere verificata la condizione fondamentale :

$$\left[V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right] \cdot R + 2 \cdot K^2 \geq \frac{C^2}{R}$$

Il valore della costante C si ricava considerando la relazione con la velocità areolare del punto sull'orbita :

$$V_a = \frac{dA}{dt} = \frac{\frac{1}{2} \cdot R \cdot dl}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \frac{R \cdot R \cdot d\vartheta}{dt} = \frac{1}{2} \cdot (R^2 \cdot \dot{\vartheta}) = \frac{C}{2}$$

si ha dunque, in definitiva : $C = 2 \cdot V_a$

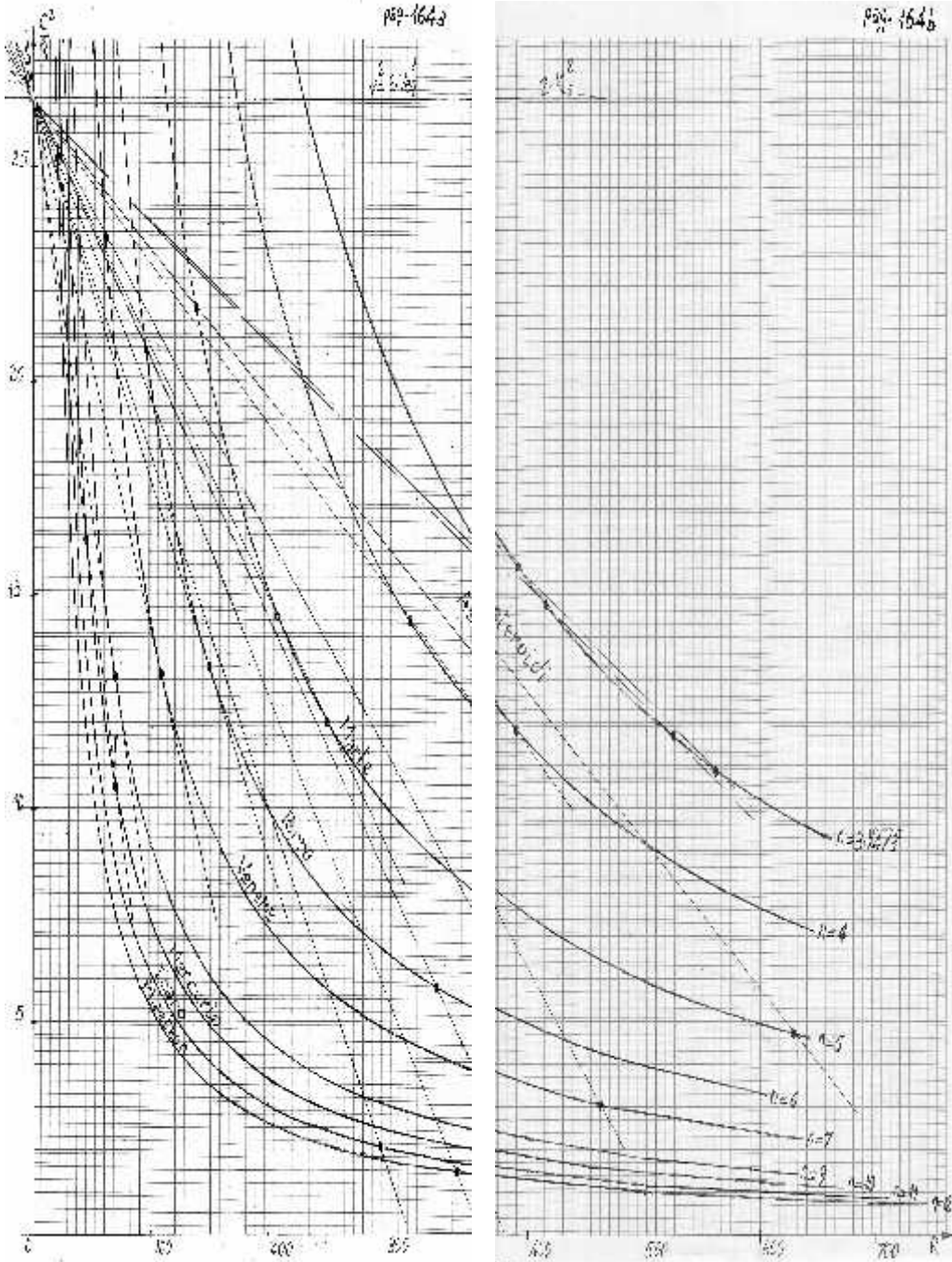
Su ogni orbita circolare di raggio R_n , si avrà quindi :

$$C_n = V_n \cdot R_n = \left(K^2 \cdot R_n \right)^{\frac{1}{2}} ; \quad V_{eqn} = \left(\frac{K^2}{R_n} \right)^{\frac{1}{2}}$$

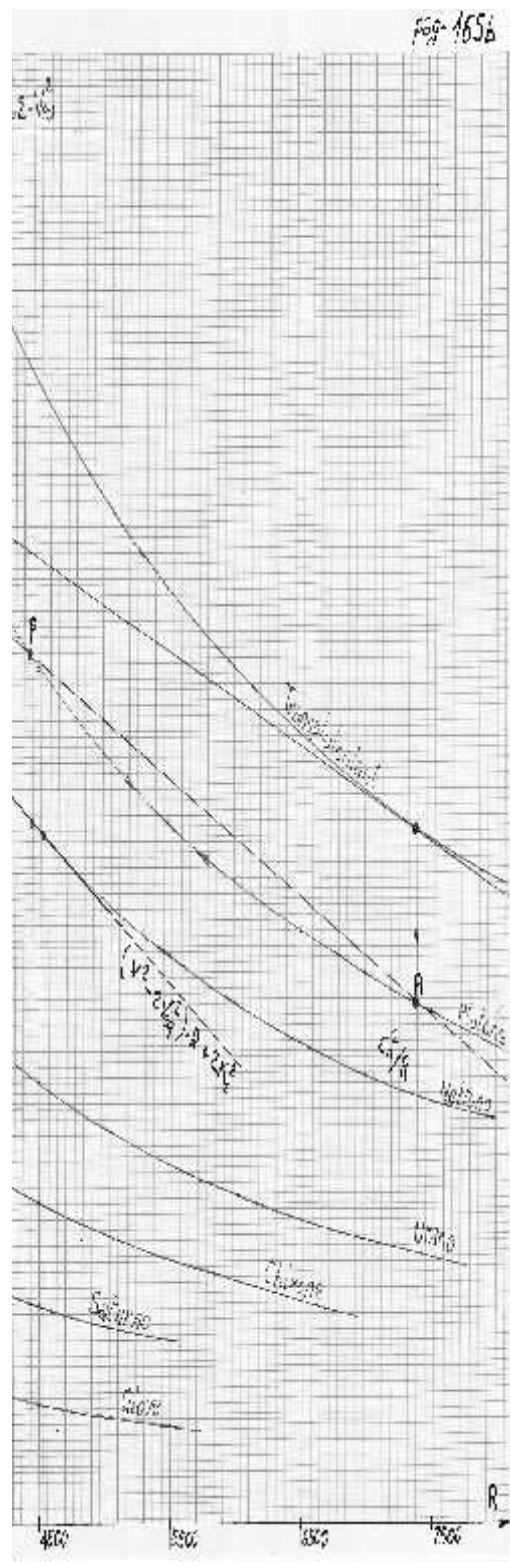
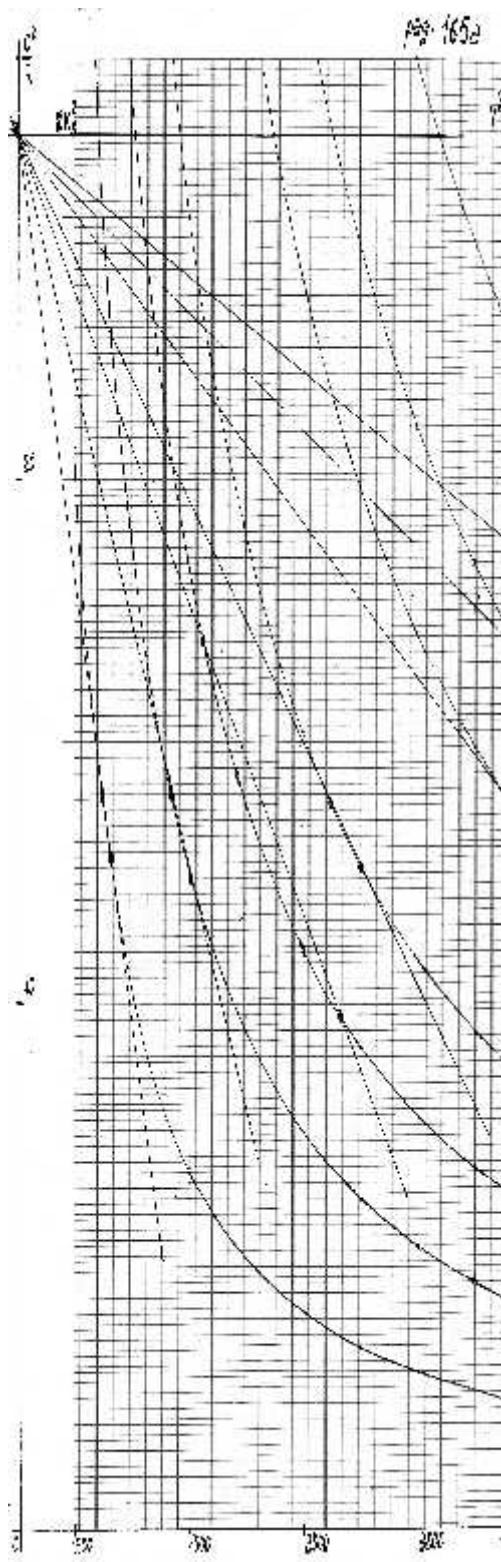
In uno studio grafico di tutto lo spazio rotante, si avrà dunque la serie di curve :

$$\left[V^2 - 2 \cdot V_{\text{eqn}}^2 \right] \cdot R + 2 \cdot K^2 \geq \frac{C_n^2}{R}$$

Per esempio, per il sistema Solare si ricavano le curve seguenti.



254e



254f

Per una più facile lettura dei risultati grafici, risolviamo anche analiticamente il sistema :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{R}^2 = \left[v^2 - 2 \cdot V_{\text{eqn}}^2 \right] + \frac{2 \cdot K^2}{R} - \left[R \cdot \dot{\vartheta} \right]^2 \\ R^2 \cdot \dot{\vartheta} = C \end{array} \right\}$$

equivalente a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dR}{dt} = \pm \sqrt{\alpha^2 - u^2} \\ \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{C}{R^2} \end{array} \right\}$$

da cui deriva l'equazione :

$$\frac{d\vartheta}{dR} = \pm \frac{C}{R^2 \sqrt{\alpha^2 - u^2}}$$

essendo :

$$\frac{d\vartheta}{dR} = \frac{d\vartheta}{du} \cdot \frac{du}{dR} = - \frac{C}{R^2} \cdot \frac{d\vartheta}{du}$$

sostituendo si ottiene :

$$d\vartheta = \pm \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 - u^2}} \cdot du \quad \text{con } \alpha^2 > u^2$$

Integrando, si ricava l'equazione della traiettoria :

254g

$$R = \frac{P}{1 + e \cdot \cos \theta} ; P = \frac{C^2}{K^2} ; e = \sqrt{1 + \frac{C^2}{K^4} [v^2 - 2 \cdot V_{eq}^2]}$$

Per tutto lo spazio rotante, con semplici sostituzioni si ricava :

$$P_n = \frac{C_n^2}{K^2} = \frac{K^2 \cdot R_n}{K^2} = R_n$$

$$e = \sqrt{1 + \frac{R_n}{K^2} [V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2]} = \sqrt{\frac{V^2}{V_{eqn}^2} - 1} = \sqrt{\frac{V^2 \cdot R_n}{K^2} - 1}$$

Tutte le traiettorie stabili possibili, in uno spazio rotante caratterizzato dal valore K^2 , saranno dunque descritte dalle relazioni :

$$R = \frac{R_n}{1 + e \cdot \cos \theta} ; e = \sqrt{\frac{V^2 \cdot R_n}{K^2} - 1}$$

con : $n = 1 ; \sqrt{\frac{4}{3}} ; \sqrt{2} ; 2 ; 3 ; \dots n_s$

E' quindi possibile avere soluzioni reali, e quindi orbite stabili, solo per $V^2 \cdot R_n > K^2$ che equivale a $\alpha^2 > u^2$.

Per chiarire quanto è stato esposto può essere utile uno studio grafico.

Ricaviamo innanzitutto gli estremi del campo di esistenza delle orbite stabili su ciascuna falda dello spazio rotante.

Riprendendo la condizione :

$$\left(v^2 - 2 \cdot V_{eq}^2\right) \cdot R^2 + 2 \cdot K^2 \cdot R - C \geq 0$$

e risolvendo, si ricavano gli estremi :

$$R = \frac{K^2}{\left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right)} \cdot \left[-1 \pm \sqrt{1 + \frac{C^2}{K^4} \cdot \left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right)} \right]$$

Dovendo essere, per la realtà fisica, necessariamente $R \geq 0$, le soluzioni accettabili risultano le seguenti :

$$1 - \text{con} \left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right) > 0 \text{ equivalente a } V^2 > \frac{2 \cdot K^2}{R} \text{ oppure, indicando}$$

con V_f la velocità di fuga dall'orbita, $V > \sqrt{2} \cdot V_{eq} = V_f$ si ottiene :

$$R > \frac{K^2}{\left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right)} \cdot \left[\sqrt{1 + \frac{C^2}{K^4} \cdot \left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right)} - 1 \right]$$

In questo caso, si ha un solo punto di inversione della velocità radiale e ne risulta così una traiettoria aperta.

Se indichiamo con r_0 l'unico punto in cui la traiettoria risulta perpendicolare al raggio vettore (**perielio**), si avrà :

$$\dot{R} = 0 ; V = v_0 ; C = r_0 \cdot v_0 ; V_{eq}^2 = \frac{K^2}{r_0}$$

e quindi, sostituendo, si ha :

$$\frac{K^2}{\left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right)} = \frac{r_0}{\left(e - 1 \right)}$$

$$\text{da cui si ricava : } e = \left[\frac{v_0^2 \cdot r_0}{K^2} - 1 \right] \text{ oppure : } e = \left[1 - \frac{v_A^2 \cdot r_A}{K^2} \right]$$

dove r_A indica l'afelio.

In definitiva, con $e > 1$ risulta :

$$R > \frac{r_0}{(e-1)} \cdot (e-1) = r_0$$

L'espressione analitica della traiettoria è una iperbole espressa da :

$$R = \frac{r_0}{1 + e \cdot \cos \vartheta} \quad \text{con } e > 1$$

2 – Nel caso limite $(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2) = 0$ si ha $e = 1$ e la traiettoria risulta

una parabola espressa dalla relazione :
$$R = \frac{r_0}{1 + \cos \vartheta}$$

3 – Per $0 < (2 \cdot V_{eq}^2 - V^2) < \frac{K^4}{C^2}$

equivalente a : $V_{eq}^2 < V^2 < 2 \cdot V_{eq}^2$ oppure a : $V_{eq} < V < V_f$, si ottiene :

$$R = r_0 \cdot \frac{(1 \pm e)}{(1 - e)} \quad \text{con } e < 1 ; \quad r_0 = \text{perielio}$$

sarà quindi :

$$r_0 \leq R \leq r_0 \frac{(1 + e)}{(1 - e)}$$

e la curva che descrive l' orbita risulta l'ellisse espressa dalla relazione :

$$R = \frac{r_0(1 + e)}{1 + e \cdot \cos \vartheta} \quad \text{con } e < 1$$

4 – Nel caso limite in cui si ha $V^2 = V_{eq}^2$
risulta :

$$R = r_0 = \text{costante} \quad \text{con} \quad r_0 = \frac{C^2}{K^2} ; \quad \mathbf{e} = \mathbf{0} .$$

In questo caso, la traiettoria, è diventata coincidente con la più piccola orbita circolare stabile che si può realizzare fisicamente nello spazio rotante considerato ed è associata all'unico punto reale, appartenente al campo di esistenza, in corrispondenza del quale diventano tangenti

la curva
$$\gamma = \frac{C^2}{R}$$

con la retta
$$\gamma' = \left(V^2 - 2 \cdot V_{eq}^2 \right) \cdot R + 2 \cdot K^2$$

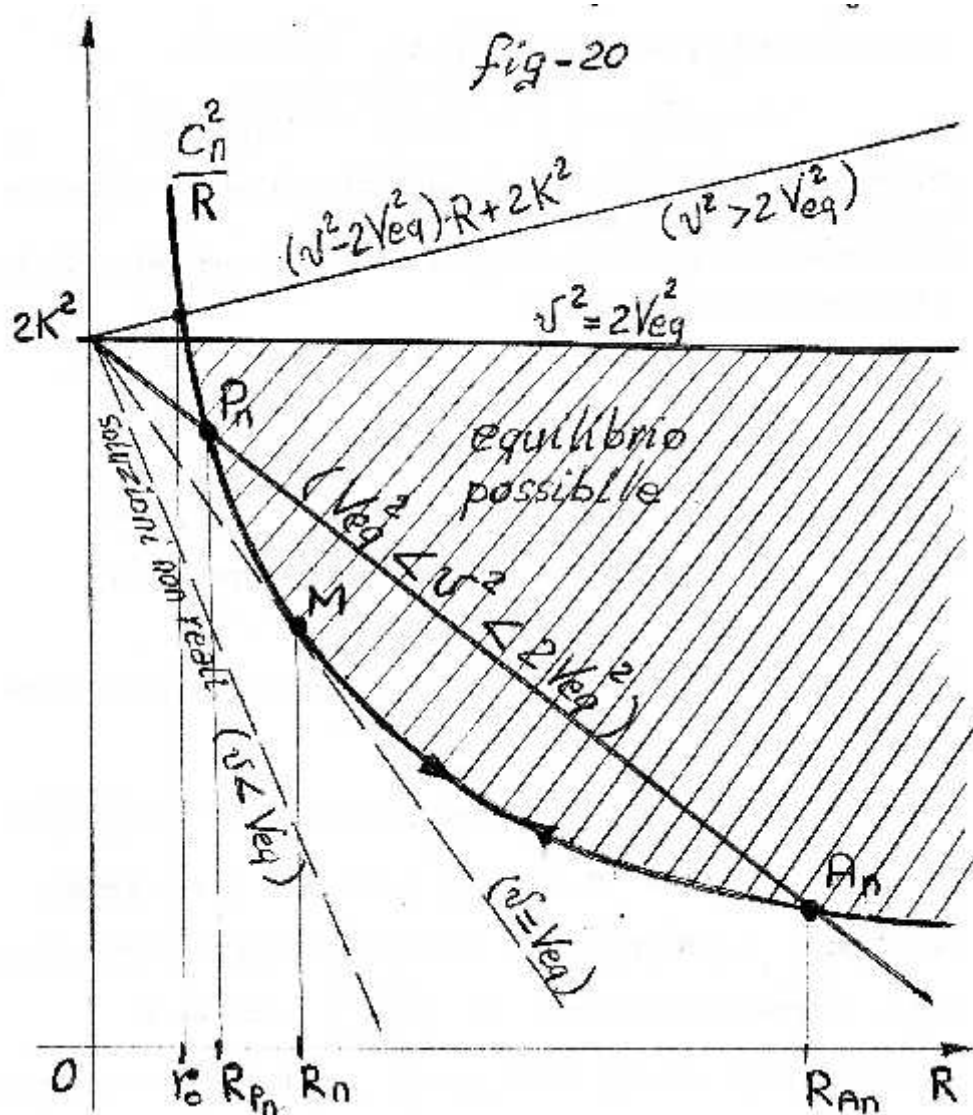
5 – Per $V^2 < V_{eq}^2$ si ha $\alpha^2 < u^2$ e non risultano soluzioni reali.

Se siamo sull'orbita n - esima , non essendo possibile una soluzione reale dell'equazione del moto per $R = R_n - dR$, anche una riduzione minima di energia provoca il passaggio "istantaneo", (nel senso che non sono individuabili posizioni intermedie) sull'orbita associata a R_{n+1} , con la emissione della differenza di energia sottoforma di perturbazione dello spazio rotante.

E' chiaro che la perturbazione dell'equilibrio associata all'emissione di energia avrà una durata "limitata nel tempo", uguale a un semiperiodo orbitale, richiesto per passare da un livello all'altro.

Questo "salto della massa planetaria" su un'orbita più interna produce una riduzione della massa inerziale del sistema, secondo i meccanismi che sono stati analizzati nell' Art. 19 , con il problema dell'annichilazione della materia, che si associa a qualsiasi spazio rotante, anche di dimensioni astronomiche, e non solo ai sistemi atomici e subatomici.

Tutte le situazioni che sono state descritte vengono chiarite nella figura 20 .



Se l'analisi non è limitata alla falda Ω - esima, ma si estende a tutto il raggio

d'azione dello spazio rotante K^2 , essendo $V_{eqn}^2 = \frac{K^2}{R_n}$, per qualsiasi

valore assegnato della velocità V^2 , esisterà sempre, nello spazio rotante che viene considerato, un valore Ω al quale è associato un valore del raggio R_n

tale che sia $V^2 \geq V_{eqn}^2$ (precisamente $R_n = \frac{K^2}{V^2}$) in modo da poter far

rientrare il problema nei casi già esaminati.

In definitiva, note le orbite circolari minime stabili possibili :

$$R_n = \frac{R_1}{n^2} = \frac{C_n^2}{K^2} = \frac{C_1^2}{n^2 \cdot K^2}$$

con $n = 1 ; \sqrt{\frac{4}{3}} ; \sqrt{2} ; 2 ; 3 ; 4 \dots n_s$

una massa m qualsiasi (**anche** $m \rightarrow 0$), che entri nello spazio rotante preso in considerazione, andrà a collocarsi sulla prima orbita che incontra capace

di soddisfare la relazione $R_n \leq \frac{K^2}{V^2}$.

Essendo, generalmente, $R_n \neq \frac{K^2}{V^2}$, **la traiettoria iniziale sarà una**

ellisse con l'afelio situato nel punto in cui s'inserisce la massa m con

velocità iniziale $V^2 < V_{eqA} = \frac{K^2}{R_A}$.

In queste condizioni, la forza d'interazione tra la massa m e lo spazio rotante è orientata verso il punto **P (perielio)** e dà origine ad un'accelerazione tale da soddisfare in ogni momento **la legge delle aree** .

Nel punto **P** si avrà $V^2 > V_{eqP}^2$ e la forza che agisce sulla massa m diventa centrifuga, per cui essa si allontana dal centro decelerando, sempre secondo la legge delle aree, fino al punto **A (afelio)**, dove inizia un nuovo ciclo.

Questo meccanismo può essere messo in evidenza anche utilizzando il principio di conservazione dell'energia.

Si deve innanzitutto considerare che :

Una massa in perfetto equilibrio, su un' ORBITA CIRCOLARE, in uno spazio rotante non perturbato, avendo velocità orbitale perfettamente coincidente, in ogni momento, con la velocità di rotazione della falda di spazio in cui si muove, presenta velocità di scorrimento relativo nulla rispetto allo spazio fisico circostante e dunque tra essi, NON SI PUO' TEORICAMENTE, realizzare alcuno scambio di energia.

Questa è la condizione che " **si realizza perfettamente** ", o quasi, negli atomi non eccitati e nei nuclei atomici i quali, per questa ragione, risultano praticamente stabili, con dei tempi di decadimento infinitamente lunghi.

Se assumiamo questa come situazione di riferimento, è chiaro che l'energia effettivamente disponibile **per lo scambio sarà quella che eccede** il valore che la massa m possiede quando si trova in equilibrio sull'orbita circolare di raggio minimo.

In generale, abbiamo visto che l'energia totale, in ogni punto, è espressa da :

$$E(R) = \frac{1}{2} \cdot m \cdot V^2 - m \cdot \frac{K^2}{R}$$

ma, per un'orbita circolare, è anche : $V^2 = \frac{K^2}{R}$

e quindi si ottiene : $E(R) = - \frac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{K^2}{R}$

da cui si ricava : $\frac{dE}{dR} = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \frac{K^2}{R^2}$

Se ipotizziamo uno scambio di energia direttamente proporzionale al valore

della velocità di scorrimento relativo tra la massa in movimento e lo spazio fisico circostante, possiamo scrivere la variazione dell'energia della massa sulla traiettoria come azione di una forza frenante del tipo : $F = \alpha \cdot V$

sarà quindi : $dE = - F \cdot dl$

oppure :

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{F \cdot dl}{dt} = - F \cdot V = - \alpha \cdot V^2 = - \alpha \cdot \frac{K^2}{R}$$

ma è anche :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dR} \cdot \frac{dR}{dt}$$

dalla quale ricaviamo :

$$\frac{dR}{dt} = \frac{dE}{dt} / \frac{dE}{dR} = - 2 \cdot \alpha \cdot R$$

Integrando, si ottiene il raggio dell'orbita :

$$R(t) = R_0 \cdot e^{-(2 \cdot \alpha) \cdot t}$$

Se la massa considerata non è in equilibrio su un'orbita circolare, si avrà :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot m \cdot V^2 - m \cdot \frac{K^2}{R} \right)$$

ovvero :

$$\frac{dE}{dt} = m \cdot V \cdot \frac{d^2R}{dt^2} + m \cdot \frac{V^2}{R} \cdot \frac{dR}{dt}$$

e quindi, sostituendo, si ottiene :

$$m \cdot V \cdot \frac{d^2R}{dt^2} + m \cdot \frac{V^2}{R} \cdot \frac{dR}{dt} = - \alpha \cdot V^2$$

la quale, con $V = \omega \cdot R$ diventa :

$$\frac{d^2R}{dt^2} + \omega \cdot \frac{dR}{dt} + \frac{\alpha \cdot \omega}{m} \cdot R = 0$$

La sua risoluzione consiste nel cercare una soluzione del tipo:

$$R = R_0 \cdot e^{\beta \cdot t}$$

Sostituendo nell'equazione iniziale, derivando e mettendo in evidenza $e^{\beta \cdot t}$, si ottiene l'equazione :

$$e^{\beta \cdot t} \cdot \left(\beta^2 + \omega \cdot \beta + \frac{\alpha \cdot \omega}{m} \right) = 0$$

Poiché l'esponenziale non si annulla mai, dovrà essere :

$$\left(\beta^2 + \omega \cdot \beta + \frac{\alpha \cdot \omega}{m} \right) = 0$$

Le cui radici sono:

$$\beta_1 = -\frac{\omega}{2} + \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - \frac{\alpha \cdot \omega}{m}} ; \beta_2 = -\frac{\omega}{2} - \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - \frac{\alpha \cdot \omega}{m}}$$

La soluzione generale dell'equazione differenziale risulta una combinazione lineare delle due soluzioni, ossia del tipo :

$$R(t) = R_1 \cdot e^{\beta_1 \cdot t} + R_2 \cdot e^{\beta_2 \cdot t}$$

per $\alpha = 0$ si ottiene : $\beta_1 = 0$ e $\beta_2 = -\omega$

dato che in questo caso deve essere $R(t) = R_0 = \text{costante}$, dovrà essere

$R_2 = 0$ e quindi si ottiene :

$$R(t) = R_0 \cdot e^{\beta_1 \cdot t}$$

con

$$\beta_1 = -\frac{\omega}{2} \cdot \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4 \cdot \alpha}{m \cdot \omega}} \right)$$

Aumentando α diminuisce il valore di β_1 ed aumenta la velocità con la quale diminuisce il raggio dell'orbita, che assume il valore massimo con il radicale uguale a zero, ossia in corrispondenza del valore critico :

$$1 - \frac{4 \cdot \alpha_{cr}}{m \cdot \omega} = 0 \quad \text{da cui :} \quad \alpha_{cr} = \frac{\omega \cdot m}{4}$$

Quando il coefficiente α supera il valore critico, il radicale diventa negativo e l'esponente β_1 un numero complesso.

In questo caso, **la parte reale dell'esponente β_1** continuerà a produrre una riduzione del raggio nel tempo con andamento esponenziale, mentre la parte immaginaria darà origine ad una oscillazione di tipo sinusoidale.

L'espressione che descrive questa condizione risulta :

$$R(t) = R_0 \cdot e^{-\frac{\omega}{2} \cdot t} \cdot \cos\left(\frac{\omega}{2} \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot \alpha}{m \cdot \omega} - 1} \cdot t\right)$$

Nella quasi totalità dei casi il coefficiente α è molto piccolo e quindi questa ultima situazione non si presenta praticamente mai.

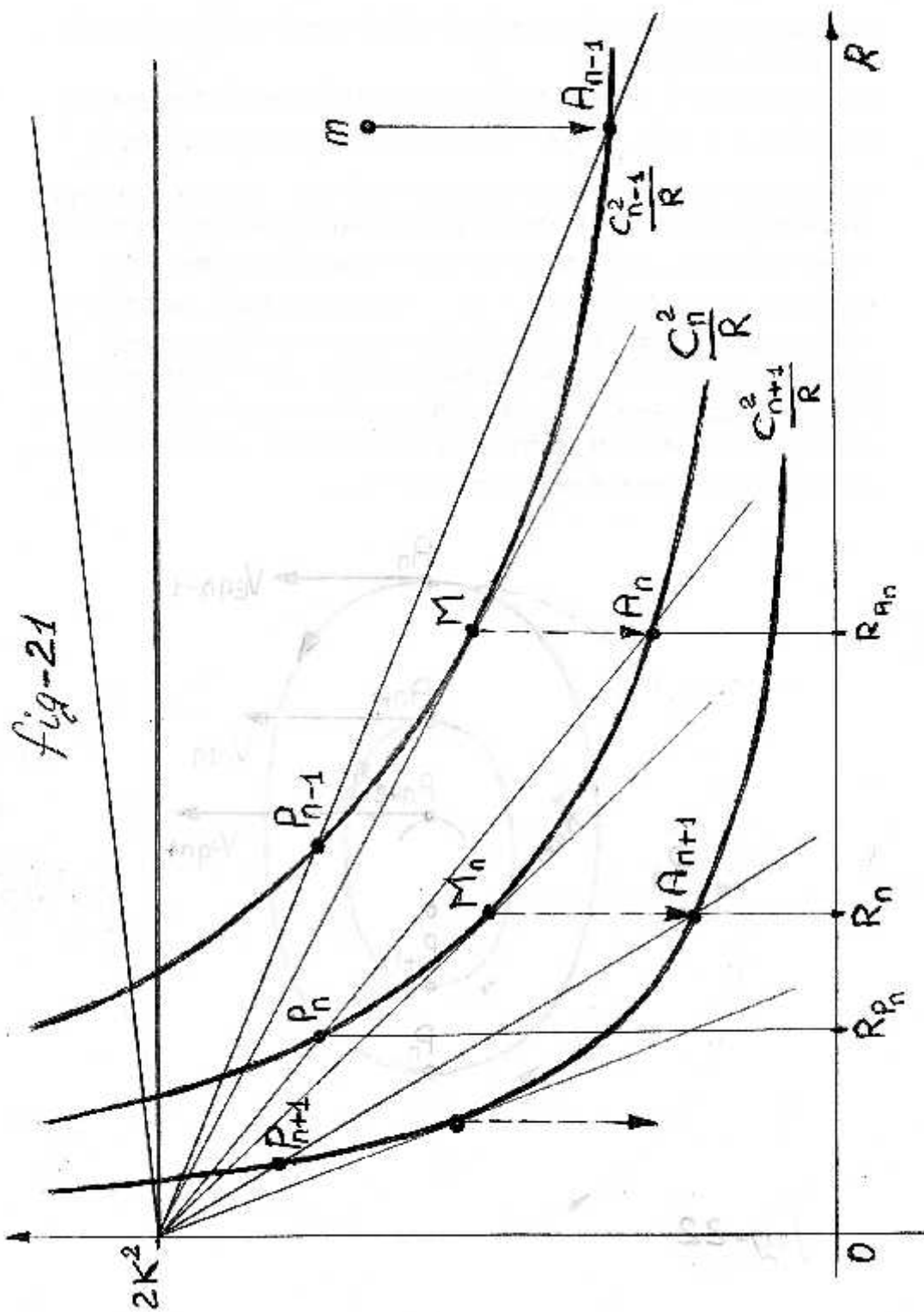
In pratica, nei sistemi astronomici si presenta una riduzione del raggio delle orbite molto lenta, ma comunque apprezzabile.

Negli spazi rotanti atomici e nucleari, nei quali non è presente nessun aggregato materiale vagante, risulta $\alpha \rightarrow 0$ e quindi la riduzione del raggio delle orbite diventa tanto lenta da risultare non apprezzabile.

In queste condizioni le masse riescono a scambiare energia con lo spazio rotante circostante solo se vengono eccitate ed allontanate dalla condizione di equilibrio.

Se consideriamo uno spazio rotante con tutte le sue orbite stabili, possiamo riportare su un diagramma le curve sulle quali le masse possono muoversi nel rispetto dei principi di conservazione ed otteniamo la figura 21.

Quando la massa m entra nella nello spazio con una certa energia e occupa la falda di raggio R_n , inizialmente si ha un'orbita ellittica e molto eccentrica, che si riduce sempre più fino a diventare circolare quando viene raggiunto il raggio minimo nel punto M .



254t

visto trattando la teoria generale, consente il moto su un'orbita reale (capace dunque di soddisfare i principi di conservazione) **avente una eccentricità** :

$$e = \sqrt{\frac{\Delta E_n}{E_{eqn}}} = \sqrt{\frac{E_{eq(n-1)}}{E_{eqn}} - 1}$$

Il punto M viene quindi " **istantaneamente** " interpretato come afelio A_n dell'orbita eccentrica indicata in figura 22 .

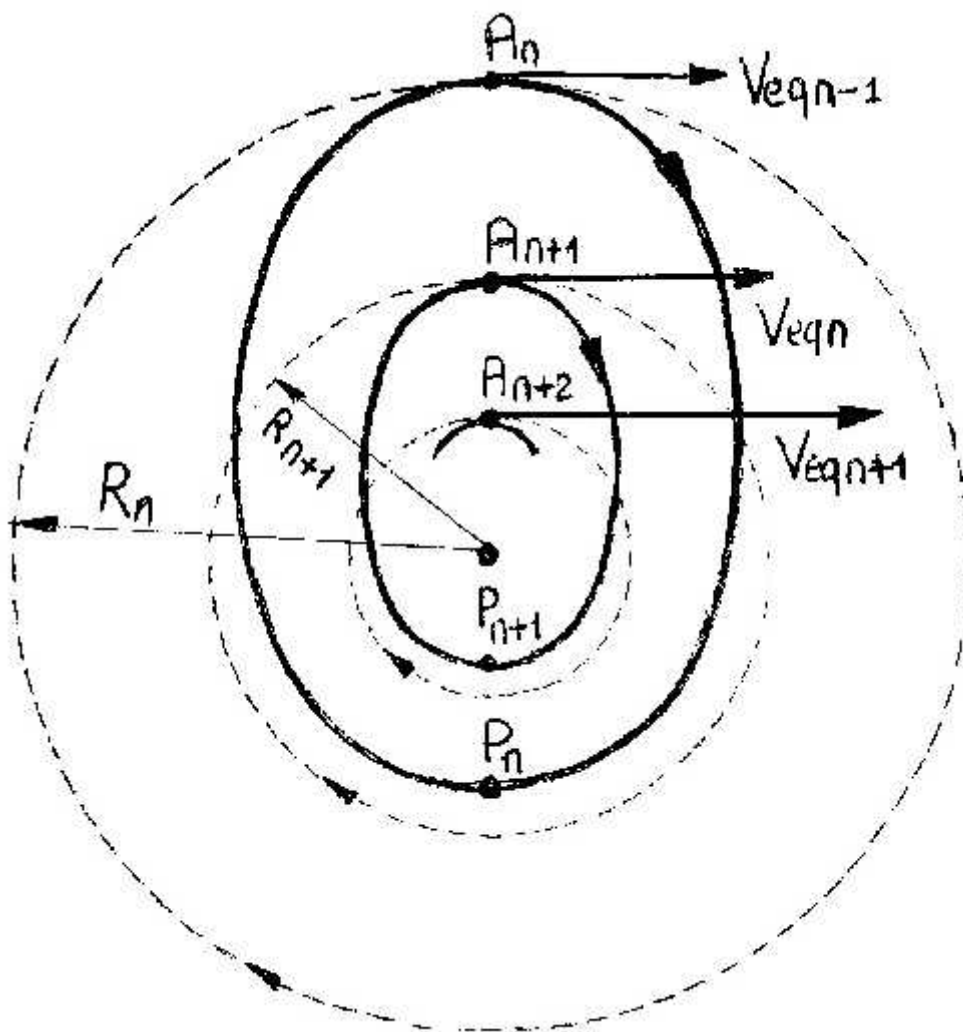


figura 22

In definitiva, quando la massa m giunge nel punto M , non si verifica nessun effetto particolarmente rilevante o improvviso.

Si ha semplicemente il **passaggio da un'orbita circolare** con uno scambio di energia con lo spazio rotante molto basso (tendente a zero) **a un'orbita molto eccentrica**, con uno scambio di energia **inizialmente elevato**, che si riduce gradualmete con l'eccentricità, fino a zero, in corrispondenza del punto M_n al quale corrisponde l'orbita circolare minima con $\Delta E_n = 0$.

Inizia a questo punto un nuovo ciclo con il nuovo eccesso di energia ΔE_{n+1} . Si ha così il passaggio " **istantaneo** " all'afelio dell'orbita ellittica successiva associata alla falda di raggio minimo R_{n+1} ed inizia un nuovo ciclo con orbita iniziale molto eccentrica, tra i punti $A_{n+1} = R_{n+1}$ ed il perielio P_{n+1} .

Si continua così fino a quando la massa orbitante " **precipita** " nel centro che genera lo spazio rotante K^2 .

Il valore minimo R_n rappresenta dunque il raggio della sfera di confine che separa due falde spaziali consecutive e l'eccentricità dell'orbita si presenta come il mezzo attraverso il quale si riesce a realizzare comunque l'equilibrio della massa m in moto su un'orbita il cui raggio oscilla attorno al valore R_n anche se la sua velocità non è esattamente V_{eqn} .

Tutte le relazioni sono state ricavate senza alcuna ipotesi restrittiva, per cui **la evoluzione che abbiamo descritto si applica a qualsiasi spazio rotante, sia astronomico che atomico o nucleare.**

Per esempio, **per il sistema Solare** le curve che descrivono l'evoluzione dei pianeti sulle orbite sono quelle riportate nelle pagine **254e** e **254f** dalle quali si rileva una perfetta coincidenza dell'afelio e perielio delle orbite con i valori previsti dalla teoria.

In particolare, l'afelio di Plutone coincide praticamente con il valore del raggio dell'orbita circolare minima **associata alla fascia di Kuiper** e questo indica che esso è uscito dalla fascia ed è giunto sull'orbita **in tempi relativamente recenti.**

Anche il pianeta Mercurio presenta una forte eccentricità e dunque anch'esso

deve essere giunto sull'orbita in tempi recenti.

Questa circostanza è confermata dal fatto che, essendo il numero quantico \mathcal{N} associato all'orbita di Venere $\mathcal{N}_v = 7$ e quello di Mercurio $\mathcal{N}_m = 10$, con due cadute attraverso le orbite, "oggi vuote", associate a $\mathcal{N} = 8$ e $\mathcal{N} = 9$, secondo i meccanismi che abbiamo visto, si giunge esattamente **in corrispondenza dell'afelio dell'orbita attuale**.

Questa osservazione ci dice anche che in epoche passate (per la valutazione dei tempi si tenga presente che c'è stata un'evoluzione passata attraverso la caduta da $\mathcal{N} = 7$ a $\mathcal{N} = 10$) il pianeta Mercurio ha occupato l'orbita di Venere e, se quest'ultimo era già presente, **è possibile che formasse con esso un sistema doppio** (questo fatto risulta anche da altre verifiche).

Le stesse curve mettono in evidenza che il pianeta Venere, con eccentricità dell'orbita circa uguale a zero, **si trova effettivamente sull'orbita circolare**

minima della curva $\gamma = \frac{C_7^2}{R}$ e quindi, in tempi relativamente brevi,

il pianeta sarà costretto a passare su un'orbita ellittica avente afelio in corrispondenza di $R_v = 108.2 \cdot 10^6 K_m$ ed eccentricità iniziale che si ha

dalla $R_n = R \cdot (1 - e^2)$ e risulta : $e_v = \sqrt{1 - \frac{R_n}{R}}$

ricordando le espressioni dell'afelio e del perielio :

$$R_A = R \cdot (1 + e) ; R_P = R \cdot (1 - e)$$

sostituendo si ottiene : $e_v = \sqrt{1 - \frac{R_n}{R}} = 1 - \frac{R_n}{R_A}$

sostituendo i valori numerici, risulta : $e_v = 1 - \frac{5536}{8^2 \cdot 108.2} = 0.20055$

dalle relazioni :

$$e = 1 - \frac{V_A^2 \cdot R_A}{K^2} = \frac{V_P^2 \cdot R_P}{K^2} - 1$$

si ricava la velocità all'afelio :

$$V_A = \sqrt{(1 - e) \cdot \frac{K^2}{R_A}} = V_v \cdot \sqrt{1 - e} = 31.3154 \frac{K_m}{sec}$$

L'energia (associata all'onda gravitazionale) che il pianeta emette durante la transizione risulta :

$$\begin{aligned} \Delta E_v &= \frac{1}{2} \cdot m_v \cdot (V_v^2 - V_A^2) = \frac{1}{2} \cdot m_v \cdot V_v^2 \cdot e_v = \\ &= \frac{1}{2} \cdot 4.8685 \cdot 10^{24} K_g \cdot \left(35.023 \frac{K_m}{sec}\right)^2 \cdot 0.20055 = 5.9882 \cdot 10^{32} j = \\ &= 3.73754 \cdot 10^{32} eV \end{aligned}$$

Si tratta certamente di un valore di energia molto elevato. Bisogna però tener conto che l'emissione si completa in un periodo orbitale, ossia **in circa 243 giorni**.

Essendo nello spazio vuoto, **l'energia si propaga per onde con la velocità della luce** e quindi con una lunghezza d'onda :

$$\lambda_v = C_l \cdot T_v = 6.277 \cdot 10^{15} m = 41959 UA$$

valore di oltre un ordine di grandezza superiore ai confini del sistema Solare, che non consente alcun rilievo sperimentale.

Osserviamo infine che il pianeta Terra presenta un'orbita con un'eccentricità solo di poco maggiore di quella di Venere.

Questo significa che il nostro pianeta è giunto sulla sua orbita dopo il pianeta Venere (questo è confermato anche dalla posizione), ma comunque, avendo entrambi l'eccentricità più bassa fra tutti i pianeti, essi sono certamente i primi che lo spazio rotante solare ha acquisito.

Per quanto riguarda la Terra, essendo essa vicina all'orbita circolare minima, in tempi relativamente brevi, **passerà sulla falda oggi associata a Venere, trascinandosi con sé il suo satellite, su un'orbita con l'afelio coincidente con $R_T = 149.6 \cdot 10^6 K_m$ ed eccentricità iniziale :**

$$e_T = 1 - \frac{R_n}{R_A} = 1 - \frac{108.2}{149.6} = 0.27674$$

254x

In queste condizioni il perielio diventa :

$$R_{PT} = R_n \cdot (1 - e_T) = 78.2567 \cdot 10^6 K_m$$

E' facile immaginare quanto devastanti potrebbero essere gli effetti sul clima, e più in generale, su qualsiasi forma di vita, a questa distanza dal Sole.

Un effetto ancora più evidente ed immediato che comporta la riduzione della distanza dal Sole è la **diminuzione del punto neutro dello spazio rotante terrestre rispetto a quello solare** :

$$R_{NTS}^* = \frac{R_{PT}}{1 + \left(\frac{K_s^2}{K_T^2} \right)^{\frac{1}{2}}} = \frac{78.2567 \cdot 10^6 K_m}{1 + \left(\frac{132.725 \cdot 10^9}{398754} \right)^{\frac{1}{2}}} = 135408 K_m$$

Nella posizione attuale il punto neutro dello spazio rotante terrestre rispetto a quello solare vale $R_{NTS} = 258854 K_m < R_L = 384400 K_m$.

La Luna è dunque già oggi su un'orbita instabile e gradualmente si allontana dalla Terra, con un ritmo di $3,8 \frac{cm}{anno}$.

Quando si verificherà la condizione che abbiamo descritto, **la Terra perderà definitivamente la Luna** che, ha una probabilità molto elevata di diventare un satellite di Venere.

La perdita del satellite avrà come prima conseguenza lo spostamento verso il centro del nucleo rotante interno e questo cambierà completamente il clima su tutta la superficie.

Inoltre, come abbiamo già dimostrato trattando la teoria generale, l'assenza di satelliti farà tendere la Terra ad un moto di rotazione sincrono, come quello attuale di Venere.

La durata del giorno, che oggi aumenta molto lentamente, subirà una forte accelerazione che lo porterà rapidamente a circa 243 giorni attuali.

A questo punto osserviamo che, quando si parla di **meccanica quantistica, senza esplicitarlo, ci si riferisce a sistemi atomici e subatomici** e questo accade solo perchè la teoria è nata con questi sistemi e abbiamo la capacità di utilizzarla per la materia ordinaria.

Utilizzando i risultati che abbiamo ottenuto con la **teoria degli spazi rotanti**, vogliamo dimostrare che è possibile elaborare **una meccanica quantistica avente validità universale**, applicabile a tutta la materia, indipendentemente dal suo livello di aggregazione.

Definiamo " **meccanica quantistica** " la descrizione del moto di una massa attraverso una variazione per quanti, ovvero per salti discreti, delle grandezze che lo caratterizzano : massa, energia, quantità di moto, velocità, ecc..

La variazione per salti delle grandezze che caratterizzano il moto può essere **di natura fisica oppure di natura teorica**.

Nel primo caso essa rappresenta una caratteristica del processo in esame e quindi non è possibile eliminarla dalle relazioni che lo descrivono.

Nel secondo caso è invece un'esigenza teorica che deriva dall'incapacità di studiare il processo con altri strumenti e quindi è possibile, in questo caso, prevedere la possibilità di sostituirla con teorie alternative.

La meccanica quantistica alla quale normalmente ci si riferisce è quella **che nasce con Planck, come artificio matematico**, per poter giungere ad una formula che fosse in accordo con i risultati sperimentali.

Il problema "della catastrofe dell'ultravioletto", al quale Planck si stava dedicando, era di una tale importanza da spingerlo a trascurare, per il momento, il fatto che un artificio matematico può non avere significato fisico. In quel momento era importante ottenere il risultato sperato.

Com'è noto, il problema riguardava lo studio dell'energia raggiante, che allora veniva affrontato con la teoria ondulatoria di Maxwell.

Noi sappiamo che il calore viene trasmesso da un corpo caldo sotto forma di radiazione elettromagnetica. Il problema posto era quello di studiare come si distribuisce l'energia emessa da un corpo ad una certa temperatura.

E' noto anche che per qualsiasi corpo la capacità di emettere luce è tanto più elevata quanto maggiore è la sua capacità di assorbirla.

Queste due caratteristiche, riferite alla superficie unitaria, **vengono indicate come potere emissivo e assorbente**.

Si definisce "corpo nero" qualsiasi oggetto capace di assorbire tutta la radiazione che riceve. Esso ha dunque potere assorbente $\alpha = 1$.

Se $\alpha = 1$, dalla legge di Kirchhoff $\frac{\varepsilon}{\alpha} = \mathbf{W}_\lambda$, si ottiene $\varepsilon = \mathbf{W}_\lambda$, ossia

che il potere emissivo è uguale alla densità di radiazione esistente all'interno della cavità del corpo nero.

Dato che la densità di radiazione emessa è proprio la grandezza che si vuole studiare, ma che non è possibile misurare direttamente, se si utilizza il corpo nero, **con la legge di Kirchhoff**, è possibile giungere ugualmente al risultato attraverso la misura del potere emissivo ε , ossia l'energia che viene emessa attraverso un piccolo foro calibrato.

Se la temperatura T del corpo varia, l'energia emessa globalmente, **su tutte le lunghezze d'onda**, varia secondo la legge di **Stefan - Boltzmann** :

$$\mathbf{W} = \sigma \cdot T^4 \quad \text{con} \quad \sigma = 5.67051 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

con la quale, nota \mathbf{W} si può ricavare la temperatura.

Per esempio, l'energia specifica irradiata dal Sole vale $\mathbf{W} = 64 \cdot 10^6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$

e quindi la sua temperatura superficiale vale : $T = \left(\frac{\mathbf{W}}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = 5796^\circ\text{K}$

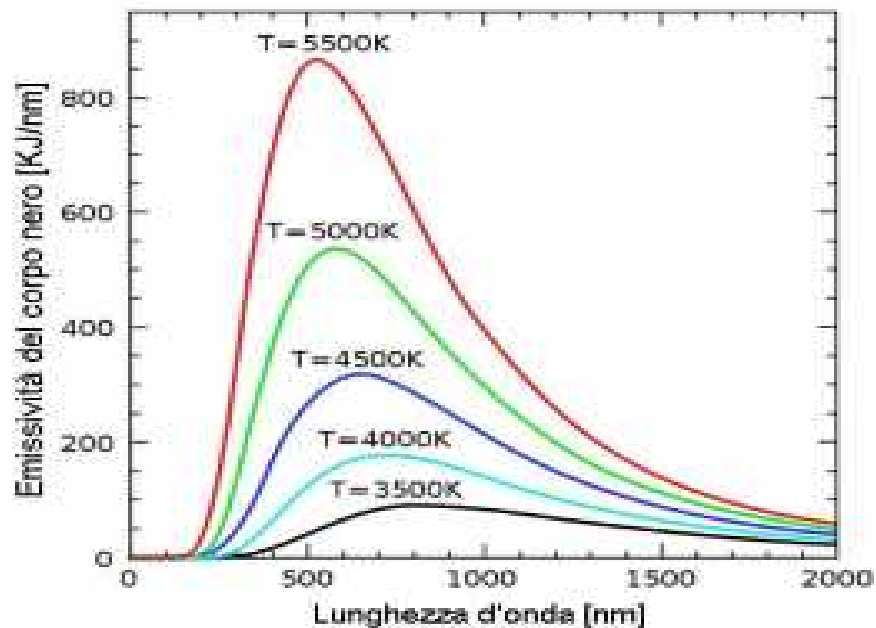
Se, come spesso accade, fissato valore di temperatura, è necessario conoscere come si distribuisce questa energia fra le varie lunghezze d'onda, si ricorre alla legge di Wien :

$$T \cdot \lambda_{\max} = 2.897756 \times 10^{-3} \text{ m}\cdot\text{K}$$

dove T indica la temperatura assoluta del corpo nero e λ_{\max} è la lunghezza d'onda per la quale è massima la radiazione emessa dal corpo (non è quindi da confondere con la massima lunghezza d'onda da esso irradiata).

Questa relazione indica che la lunghezza d'onda corrispondente al massimo di energia emessa diminuisce all'aumentare della temperatura. Questo è un fatto ben noto agli addetti ai forni ad alta temperatura.

Del resto, è noto a tutti che un corpo, riscaldandosi passa dal colore rosso al giallo e infine al bianco e questo è dovuto al fatto che con l'aumentare della temperatura la radiazione emessa ha tendenza a spostarsi verso le piccole lunghezze d'onda, come è mostrato nel diagramma seguente.



La legge di Wien praticamente afferma che il rapporto tra la temperatura di un corpo e la lunghezza d'onda in corrispondenza della quale esso presenta la massima emissività **ha un valore costante ed indipendente dal corpo**.

Questa affermazione fornisce una relazione tra i punti di una famiglia di curve, **in forma di legge universale**, ma non dà alcuna espressione teorica tra la temperatura, l'energia e la lunghezza d'onda.

Si trattava quindi di trovare un ragionamento teorico per poter formulare una relazione capace di riprodurre le curve sperimentali riportate nel diagramma. In altre parole, bisognava capire attraverso quale meccanismo si realizza il passaggio dell'energia radiante fra la materia che la produce (per effetto della temperatura) e lo spazio circostante che la propaga.

Naturalmente gli strumenti disponibili erano allora le leggi classiche applicate alla radiazione elettromagnetica così come era stata definita da Maxwell. Questo il problema, **per un fatto puramente casuale**, portò alla meccanica quantistica.

Dal punto di vista fisico, la "meccanica quantistica" nasce unicamente come quantizzazione del raggio delle orbite di uno spazio rotante, per verificare i principi di conservazione, universalmente validi.

Dal punto di vista teorico la meccanica quantistica è supportata solo dal fatto che si presenta come unica soluzione per giustificare una curva ottenuta per via sperimentale.

La sua validità sta solo nel risultato che produce e non nella logica applicata per ricavarla, che, come vedremo tra breve, è addirittura fuorviante.