1 Chute libre verticale

1. Mouvement de chute libre

● C'est le mouvement d'un objet soumis uniquement à son poids.

2. Expression de l'accélération

● En se plaçant dans un référentiel terrestre supposé galiléen et en considérant un solide soumis à son seul poids $\vec{P}$, d'après la deuxième loi de Newton, on a :

$$m\,.\,\vec{a}_G = \vec{P} = m\,.\,\vec{g}, \quad \text{soit } \boxed{\vec{a}_G = \vec{g}} \ (1).$$

● L'accélération du centre d'inertie du solide est égale au champ de pesanteur. Elle ne dépend ni de la masse du solide ni de sa vitesse initiale, c'est-à-dire de la manière dont il est lancé.

3. Chute libre sans vitesse initiale

● Choisissons un repère orthonormé $(O\,;\vec{i},\vec{j},\vec{k})$ dont l'axe vertical est orienté vers le haut et dont l'origine O est la position initiale. L'origine des dates est choisie à l'instant où le solide est lâché.

● Le champ de pesanteur étant considéré comme uniforme (identique en tout point de la région considérée) dans le repère choisi, on pose les conditions initiales suivantes :

$$\overrightarrow{OG}(t=0)\begin{cases}x_0=0\\y_0=0\\z_0=0\end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{v}(t=0)\begin{cases}v_{ox}=0\\v_{oy}=0\\v_{0z}=0\end{cases}$$

Comme $\vec{g}\begin{cases}0\\0\\0\end{cases}$, on a d'après (1) : $\vec{a}\begin{cases}a_x=\ddot{x}=0\\a_y=\ddot{y}=0\\a_z=\ddot{z}=-g\end{cases}$

Par intégrations successives du vecteur accélération et en tenant compte des conditions initiales, on obtient :

$$\vec{v}\begin{cases}v_x=\dot{x}=0\\v_y=\dot{y}=0\\v_z=\dot{z}=-g\,t\end{cases} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{OG}\begin{cases}x=0\\y=0\\z=\dfrac{1}{2}\,g\,t^2\end{cases}$$

● Le centre d'inertie G d'un solide en chute libre, abandonné sans vitesse initiale, est animé d'un mouvement :

– rectiligne vertical (car $x = 0$ et $y = 0$) ;
– uniformément accéléré $\left(\text{car } \vec{a} \cdot \vec{v} = (-g)\cdot(-g\,t) = g^2.t > 0 \text{ où } t > 0\right)$.

- La valeur de la vitesse croît d'une façon linéaire avec la durée de la chute :

$$\boxed{v = |v_z| = g\,.t} \quad (2).$$

La hauteur de la chute est liée à la durée par la relation : $\boxed{h = |z| = \frac{1}{2}\,g\,.t^2}$ (3).

En éliminant t entre les relations (2) et (3), nous obtenons la relation caractérisant une chute libre : $\boxed{v^2 = 2\,g.h}$.

Exemple d'application

Pour mesurer la profondeur h d'un puits, on laisse tomber du haut du puits une pierre de masse $m = 2$ kg, sans vitesse initiale.
On mesure la durée qui sépare le lâcher de la pierre et la perception du son émis lors de son impact sur l'eau : $\Delta t = 1{,}5$ s. *Données :* le son se propage dans l'air à la vitesse : $v_s = 340$ m.s^{-1} ; on prendra $g = 10$ N.kg^{-1}.
Quelle est la profondeur du puits ?

Corrigé commenté

***Indication** : il faut du temps à la pierre pour atteindre le fond, et il faut du temps au son de l'impact pour remonter jusqu'à l'expérimentateur.*

Soit Δt_1, la durée nécessaire pour que la pierre atteigne le fond du puits.
Soit h, la profondeur du puits : $h = \frac{1}{2}\,g\,(\Delta t_1)^2$, soit: $\Delta t_1 = \sqrt{\frac{2.h}{g}}$ (1).
Soit Δt_2, la durée nécessaire pour que le son remonte : $\Delta t_2 = \frac{h}{v_s}$ (2).
La durée totale de l'expérience est : $\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2$, soit $\Delta t = \sqrt{\frac{2.h}{g}} + \frac{h}{v_s}$ (3).
On pose $X = \sqrt{h}$, avec X positif, ce qui donne dans la relation (3) :
$\Delta t\; v_s = v_s\sqrt{\frac{2}{g}}\,X + X^2$ et par suite $X^2 + \left(v_s\sqrt{\frac{2}{g}}\right)\cdot X - \Delta t\; v_s = 0$ (4).
On résout cette équation du second degré : $\Delta = v_s^2\,\frac{2}{g} + 4\;\Delta t\;\; v_s = 25\,160$.
L'équation (4) a deux solutions : l'une positive X_1 et l'autre négative X_2.
C'est la solution positive qui permet de trouver h :

$$\boxed{h = X_1^2 = \frac{\left(-\left(v_s\sqrt{\frac{2}{g}}\right) + \sqrt{\Delta}\right)^2}{2}}\text{. AN : } \boldsymbol{h} = \frac{\left(-\left(340\times\sqrt{\frac{2}{10}}\right) + \sqrt{25\,160}\right)^2}{2} \approx \mathbf{10{,}8\ m}.$$

2 Chute verticale avec frottement

1. Les forces en présence

- Un objet qui tombe dans l'atmosphère est soumis à trois forces :
– son poids $\vec{P}$, vertical, vers le bas, de valeur $P = mg$ (constante pour un champ de pesanteur uniforme) ;
– la poussée d'Archimède $\overrightarrow{P_A}$ due à l'air, verticale, vers le haut, de valeur (constante au cours du temps) égale au poids du volume d'air déplacé. $P_A = m_{air} . g = \rho . V . g$ où V représente le volume de l'objet et ρ représente la masse volumique de l'air ;
– une force de frottement fluide $\vec{f}$ verticale, de sens opposé au mouvement et dont la valeur croît avec la vitesse d'une façon linéaire.

2. Application de la deuxième loi de Newton à un mouvement de chute verticale

On se place dans le référentiel terrestre supposé galiléen.

- Le système étudié est un solide lâché, à $t = 0$, sans vitesse initiale, d'un point O origine du repère et soumis aux trois forces $\vec{P}$, $\overrightarrow{P_A}$ et $\vec{f}$.

- Appliquons au système étudié la 2e loi de Newton :

$$\boxed{\vec{P} + \overrightarrow{P_A} + \vec{f} = m . \vec{a}_G} \quad (4)$$

- Au fur et à mesure de la chute, la vitesse augmente et l'intensité de la force $\vec{f}$ augmente contrairement aux deux autres forces. Pour une certaine vitesse appelée vitesse limite v_{lim}, l'intensité de la force $\vec{f}$ atteint un maximum tel que : $f = P + P_A$.

On a alors $\vec{f} = -\left(\vec{P} + \overrightarrow{P_A}\right)$, d'où $\overrightarrow{a_G} = 0$: le mouvement est alors uniforme.

3. Équation différentielle du mouvement

- Ces forces étant verticales, elles n'ont chacune qu'une composante verticale :

$$P_Z = -m.g \; ; \; P_{AZ} = +m_{\text{air}}.g \; ; \; f_Z = -\lambda.v_Z.$$

- On en déduit, d'après (4), que l'accélération n'a qu'une composante verticale telle que :

$$\boxed{m.a_Z = -\lambda.v_Z + m_{\text{air}}.g - m.g} \quad (5).$$

● D'après la définition de l'accélération et en posant : $v = v_Z\ (< 0)$,

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}\,v}{\mathrm{d}\,t} = -\frac{\lambda}{m}\,v + \left(\frac{m_{air}}{m} - 1\right)g} \quad (6).$$

C'est l'équation différentielle du mouvement.

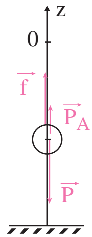

Fig. 10-1

4. Résolution de l'équation différentielle par la méthode d'Euler

● D'après la notion de dérivée, $\frac{\mathrm{d}\,v}{\mathrm{d}\,t} = \lim\limits_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta\,v}{\Delta\,t}$, soit en première approximation : $\frac{\mathrm{d}\,v}{\mathrm{d}\,t} \approx \frac{\Delta\,v}{\Delta\,t}$ pour Δt le plus petit possible.

● En appliquant cette relation à l'équation (6), nous obtenons une suite de valeurs de la vitesse à intervalles de temps réguliers Δt (c'est-à-dire aux dates : 0, Δt, $2\Delta t$, $3\Delta t$...), à partir de $v_0 = 0$.

$v_1 - v_0 = \left[-\frac{\lambda}{m}\cdot v_0 + \left(\frac{m_{air}}{m} - 1\right)\cdot g\right]\Delta\,t$, soit avec $v_0 = 0$, $v_1 = \left(\frac{m_{air}}{m} - 1\right)\cdot g \cdot \Delta\,t$.

À partir de v_1, on peut établir de la même manière les valeurs v_2, v_3 …

● Cette méthode numérique itérative permet de tracer point par point la courbe représentative de la fonction $v(t)$.

Exemple d'application

En utilisant la méthode d'Euler avec un pas de $\Delta t = 0{,}5$ s, trouver la vitesse limite de la chute d'une balle de masse m = 500 g et de volume $V = 1\,\mathrm{dm}^3$ lâchée sans vitesse initiale dans l'air de masse volumique $\rho = 1{,}29\ \mathrm{g.dm^{-3}}$. On considère $g = 10\ \mathrm{N.kg^{-1}}$. Le coefficient de frottement vaut ici $\lambda = 0{,}5\ \mathrm{N.s.m^{-1}}$.

Corrigé commenté

***Indication** : tracez $v = f(t)$: la courbe tend asymptotiquement vers v_{limite}.*

L'application du théorème du centre d'inertie aboutit à l'équation différentielle :

$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -\frac{\lambda}{m}\,v + \left(\frac{m_{air}}{m} - 1\right)g$, où m_{air} est la masse du volume V d'air.

D'après la méthode d'Euler, on obtient : $v_{i+1} = \left[-\frac{\lambda}{m}\cdot v_i + \left(\frac{m_{air}}{m} - 1\right)\cdot g\right]\Delta\,t + v_i$, soit numériquement $\boxed{v_{i+1} = 0{,}5.v_i - 4{,}99}$.

Comme $v_0 = 0$, on peut trouver v_1. Connaissant v_1, on trouve v_2...
v est négatif car l'axe vertical est orienté vers le haut et la balle descend.
On calcule les valeurs v_i pour pour différents instants t_i. A partir de $t_{5,5}$, la valeur de la vitesse est constante : $\boldsymbol{v_{limite} = -9{,}97\ \mathrm{m.s^{-1}}}$.

3 Mouvement plan d'un projectile dans un champ de pesanteur uniforme

1. Équations horaires paramétriques

● Nous reprenons l'étude du solide soumis à son seul poids, mais avec une vitesse initiale non nulle. En se plaçant dans un référentiel terrestre supposé galiléen, d'après la deuxième loi de Newton, on a:

$$m\,.\,\overrightarrow{a_G}=\vec{P}=m\,.\,\vec{g},\quad \text{soit}\ \boxed{\overrightarrow{a_G}=\vec{g}}\,.$$

● Choisissons un repère orthonormé $(O\,;\vec{i},\vec{j},\vec{k})$ tel que la position initiale soit sur l'axe Oz et le vecteur vitesse initial soit dans le plan vertical $(O\,;\vec{i},\vec{k})$. Nous considérons les conditions initiales :

$$\overrightarrow{OG}(t=0)\begin{cases}0\\0\\z_0\end{cases}\quad \text{et}\quad \vec{v}(t=0)\begin{cases}v_{ox}=+\,v_o\,.\cos\,\alpha\\v_{oy}=0\\v_{0z}=+\,v_o\,.\sin\,\alpha\end{cases}$$

Comme les coordonnées de $\vec{g}$ sont : $\begin{cases}0\\0\\-g\end{cases}$, on a : $\vec{a}\begin{cases}a_x=\ddot{x}=0\\a_y=\ddot{y}=0\\a_z=\ddot{z}=-g\end{cases}$

● Par intégrations successives de l'accélération et en tenant compte des conditions initiales, on a :

$$\vec{v}(t)\begin{cases}v_x=\dot{x}=+\,v_0\,.\cos\,\alpha\\v_y=\dot{y}=0\\v_z=\dot{z}=-\,g\,.\,t+v_0\,.\sin\,\alpha\end{cases}\quad \text{et}\quad \overrightarrow{OG}(t)\begin{cases}x=+\,v_0\,.\cos\,\alpha\,.\,t & (7)\\y=0 & (8)\\z=-\dfrac{1}{2}\,g\,.\,t^2+v_0\,.\sin\,\alpha\,.\,t+z_0 & (9)\end{cases}$$

● Quelle que soit la date t, on a $y = 0$: la trajectoire est donc décrite dans le plan (Ox, Oz).

2. Équation de la trajectoire

● D'après (7), on a : $t=\dfrac{x}{v_0\cos\alpha t}$.

En injectant cette relation dans (9), on en déduit l'équation de la trajectoire :

$$\boxed{z=-\frac{1}{2}\,\frac{g}{v_0^2\,.\cos^2\,\alpha}\,(x)^2+\tan\,\alpha\,(x)+z_0}\quad (10).$$

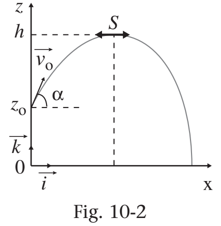

Fig. 10-2

● La trajectoire est plane et parabolique.

3. Flèche de la trajectoire

● La flèche est l'altitude maximale h atteinte par le mobile, c'est-à-dire l'ordonnée z_S du sommet S. En ce point, la tangente à la trajectoire et donc le vecteur vitesse sont horizontaux, d'où :

$v_z(S) = -gt_s + v_0 \sin\alpha = 0$, soit $t_s = \dfrac{v_0 . \sin\alpha}{g}$.

● D'après (9), on a alors : $h = z(S) = -\dfrac{1}{2} . g . \dfrac{v_0^2 . \sin^2\alpha}{g^2} + v_0 . \sin\alpha . \dfrac{v_0 . \sin\alpha}{g} + z_0$,

$$\text{soit} \quad \boxed{h = \frac{v_0^2 . \sin^2\alpha}{2g} + z_0}.$$

Exemple d'application

Un joueur de tennis tente de lober son adversaire situé à 7 mètres de lui. Il frappe la balle alors que celle-ci se trouve à 36 cm du sol. La balle part avec un vecteur vitesse $\vec{v_0}$ incliné d'un angle α = 40° par rapport au sol. On négligera les frottements avec l'air. La balle est assimilée à son centre d'inertie G et on démontre que le mouvement de celui-ci, dans un repère (Ox, Oz) semblable à la figure 10-2, est donné par : $\overrightarrow{OG}(t) = +v_0 \cos\alpha\, t\, \vec{i} + \left(-\dfrac{1}{2}\, g\, t^2 + v_0 \sin\alpha\, t + z_0\right)\vec{k}$ (E).

1. Le sommet S de la trajectoire étant atteint au niveau de l'adversaire, en déduire la valeur de la vitesse initiale v_0.

2. En sautant, l'adversaire peut atteindre avec sa raquette une hauteur maximale de 2,70 m. Peut-il intercepter la balle ?

Corrigé commenté

1. ***Indication :*** *le sommet S de la trajectoire est à la verticale de l'adversaire (x_S = 7 m).*

Au sommet de la trajectoire, à la date t_s, la vitesse est horizontale :

$v_z(S) = -g\, t_s + v_0 \sin\alpha = 0$, soit $t_s = \dfrac{v_0 \sin\alpha}{g}$.

Or d'après (E) : $x_s = (v_0 \cos\alpha)\ t_s = \dfrac{v_0^2 \cos\alpha \sin\alpha}{g} = \dfrac{v_0^2 \sin 2\alpha}{2g}$,

soit : $v_0 = \sqrt{\dfrac{2g\, x_s}{\sin 2\alpha}}$. AN : $\mathbf{v_0} = \sqrt{\dfrac{2 \times 9{,}8 \times 7}{\sin(2 \times 40)}} \approx \mathbf{11{,}8\ m.s^{-1}}$.

2. ***Indication : :*** *pour que l'adversaire intercepte la balle, il faut que $z_s \leq$ 2,70 m.*

D'après (E), l'ordonnée du sommet S de la trajectoire est :

$h = z(S) = -\dfrac{1}{2}\, g\, t_s^2 + v_0 \sin\alpha\, t_s + z_0$, soit : $h = \dfrac{v_0^2 \sin^2\alpha}{2\, g} + z_0$.

AN : $\boldsymbol{h} = \dfrac{11{,}8^2 . \sin^2 40}{2 \times 9{,}8} + 0{,}36 = \mathbf{3{,}30\ m}$.

Les conditions initiales sont telles que l'adversaire ne peut donc pas intercepter la balle.

4 Le mouvement des planètes : les trois lois deKépler

Le mouvement des planètes s'étudie dans le **repère héliocentrique** dont l'origine est le centre d'inertie du Soleil et dont les trois axes sont dirigés vers trois « étoiles fixes ». Il est considéré comme galiléen.

1. Première loi de Képler

- Dans un repère héliocentrique, les centres des planètes décrivent des ellipses dont le centre du Soleil est l'un des foyers.

- La figure 10-3 vous montre l'ellipse de foyers S (centre du Soleil) et F_2 décrite par le centre de la planète P.

2. Deuxième loi de Képler (loi des aires)

- Le rayon Planète-Soleil « balaie » des aires proportionnelles aux durées mises pour les « balayer ».
On remarque, figure 10-3, que les aires A_1, A_2 et A_3 sont « balayées » par le rayon PS pendant la même durée : elles sont donc égales.
On en déduit, intuitivement, que les arcs parcourus sont tels que : $\ell_1 > \ell_2 > \ell_3$.

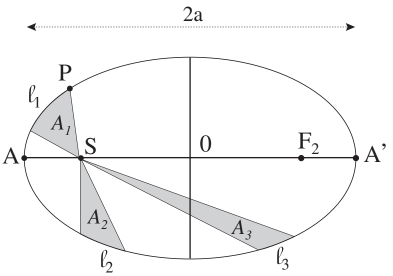

Fig. 10-3

- La planète a donc sa plus grande vitesse, sur son orbite, aux alentours du point A qui est le plus proche du Soleil ; au contraire, la vitesse la plus faible est atteinte en A', point le plus éloigné du Soleil.

- Si on assimile l'orbite planétaire à un cercle de centre O, on en déduit que la planète se déplace à vitesse constante : le mouvement est alors considéré comme circulaire uniforme.

3. Troisième loi de Képler

- Le carré de la période de révolution est proportionnel au cube du grand axe de l'orbite.

- T étant la période (temps nécessaire pour effectuer une révolution sur l'orbite) et $2a = AA'$ le grand axe, on écrit :

$$T^2 = k(2a)^3 \quad \text{ou} \quad \frac{T^2}{a^3} = \text{Cste.}$$

- Cette constante k' est la même pour toutes les planètes du système solaire, ce qui a des applications importantes en astronomie.

Pour deux planètes P et P' du système solaire, on peut écrire :

$$\frac{T^2}{a^3} = \frac{T'^2}{a'^3}, \text{ soit } a' = a\left(\frac{T}{T'}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Cela permet de déterminer la valeur de a' et donc la trajectoire de la planète P'.

Exemple d'application

Vénus gravite autour du Soleil sur une orbite considérée comme circulaire.
La distance r_V de la planète Vénus au Soleil est de 0,72 u.a.
En vous appuyant sur les données suivantes, calculer sa période T_V de révolution dans le référentiel héliocentrique.
Données : période de révolution de la Terre autour du Soleil : T_T = 365,25 jours ; distance Terre-Soleil : r_T = 1 u.a. = 149,6.10^6 km.

Corrigé commenté

Indication *: sachez que le demi-grand axe (a) d'une trajectoire elliptique équivaut au rayon (r) d'une trajectoire circulaire.*

La troisième loi de Képler, appliquée à une planète de trajectoire circulaire, permet d'écrire :

$$\frac{T^2}{r^3} = k$$

k étant une constante identique pour toutes les planètes du système solaire, on en déduit :

$$\frac{T_T^2}{r_T^3} = \frac{T_V^2}{r_V^3}, \text{ soit } T_V = \sqrt{\frac{r_V^3}{r_T^3}\cdot T_T^2} \text{ et par suite } \boxed{T_V = \sqrt{\left(\frac{r_V}{r_T}\right)^3}\cdot T_T}\ .$$

Remarque : *pour l'application numérique, il est inutile de convertir les distances en unités du système international puisqu'il s'agit d'en faire le rapport (grandeur sans dimension). On laissera donc ces distances en unité astronomique.*

$$AN : \ \boldsymbol{T_V} = \sqrt{\left(\frac{0,723}{1}\right)^3}.365,25 \approx \mathbf{224,54\ jours}.$$

5 Le mouvement des satellites

1. Force de gravitation

● Dans un repère géocentrique supposé galiléen, un satellite subit une force de gravitation de la part de la Terre :

$$\boxed{\vec{F} = -G.\frac{M_T.m}{r^2}.\vec{i}} \qquad (12)$$

où $G = 6{,}67.10^{-11}$ S.I.

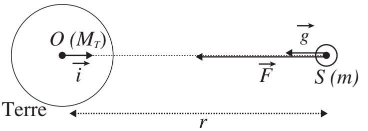

Fig. 10-4

● En assimilant la force de gravitation à une force de pesanteur et le champ de gravitation au champ de pesanteur, on a : $\vec{F} = \mathrm{m}.\vec{g}$.

On en déduit, d'après (12) : $\boxed{\vec{g} = -\frac{G.M_T}{r^2}.\vec{i}}$ (13).

2. Satellite à trajectoire circulaire

● D'après la deuxième loi de Newton, $\vec{F} = m.\vec{a}$, soit $m.\vec{g} = m.\vec{a}$, d'où $\boxed{\vec{g} = \vec{a}}$.

● Nous admettrons que le centre de la trajectoire d'un satellite en orbite circulaire est confondu avec le centre de la Terre.

● Dans la base de Frénet $(\vec{u}, \vec{n})$ liée au satellite ($\vec{u}$, vecteur unitaire tangent en S à la trajectoire et dans le sens du mouvement ; $\vec{n}$, vecteur unitaire orthogonal à $\vec{u}$ et orienté vers l'intérieur de la concavité), les coordonnées des vecteurs $\vec{F}$ et $\vec{a}$ sont :

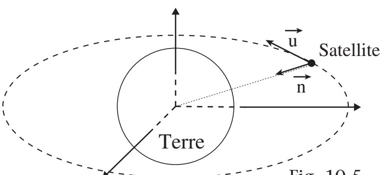

Fig. 10-5

$$\vec{F}\begin{cases} F_t = 0 \\ F_n = \mathrm{m}.\mathrm{g} \end{cases} \quad \text{d'où} \quad \vec{a}\begin{cases} a_t = 0 \\ a_n = g \end{cases} \text{(14). Or, on démontre que : } \vec{a}\begin{cases} a_t = \dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} \\ a_n = \dfrac{v^2}{R} \end{cases} \text{(15)}$$

avec a_t, accélération tangentielle et a_n, accélération normale.

On en déduit que : $a_t = \frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = 0$. La valeur de la vitesse du satellite est donc constante : un satellite à trajectoire circulaire a un mouvement uniforme.

Remarque : *l'accélération étant radiale centripète, on démontre que la trajectoire d'un satellite est située dans un plan passant par le centre O de la Terre.*

3. Calcul de la vitesse d'un satellite à trajectoire circulaire

- Comme $a_n = g$, on a $\frac{v^2}{r} = g$, d'où $v = \sqrt{g.r}$. Soit : $\boxed{v = \sqrt{\frac{G.M_T}{r}}}$.
- La vitesse du satellite n'est fonction que de sa distance au centre de la Terre, c'est-à-dire de son altitude.

4. Calcul de la période de révolution d'un satellite à trajectoire circulaire

- La période de révolution correspond à la durée d'un tour, soit :

$T = \frac{2\pi r}{v} = 2\pi r\sqrt{\frac{r}{G.M_T}} = 2\pi\sqrt{\frac{r^3}{G.M_T}}$. On en déduit : $\frac{T^2}{r^3} = \frac{4\pi^2}{G.M_T}$.

- Le rapport $\frac{T^2}{r^3}$ est donc constant et indépendant de la masse du satellite : il ne dépend que de la masse responsable de l'attraction gravitationnelle (3e loi de Képler).

Exemple d'application

Le développement des télécommunications nécessite la présence de satellites-relais immobiles par rapport à la Terre, appelés satellites géostationnaires.

Quelle est l'altitude d'un tel satellite ?

Corrigé commenté

***Indication** : la période de révolution T d'un tel satellite est égale à la période de rotation de la Terre sur elle-même, soit T = 86 164 s (1 jour sidéral).*

Par définition du champ, d'après (13), on pose :

$g = \frac{G\,.\,M_T}{r^2}$, soit $g_0 = \frac{G\,.\,M_T}{R_T^2}$ et donc $G\,.\,M_T = g_0\,.\,R_T^2$, avec R_T rayon de la Terre.

D'après la 3e loi de Képler et en posant $r = R_T + h$ où h est l'altitude du satellite, on en déduit :

$\frac{T^2}{(R_T+h)^3} = \frac{4\pi^2}{G\,.\,M_T} = \frac{4\pi^2}{g_0\,.\,R_T^2}$. On a donc : $h = \left(T^2\,.\,g_0\,.\,\frac{R_T^2}{4\pi^2}\right)^{\frac{1}{3}} - R_T = 35\,880$ km.